Phys Lab
Oberlin College Library.
OCT 23 1920
Not to be taken from the Library

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1917. 18. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 19 am 10. September 1917.

INHALT:

Originalmitteilungen:
M. Jakob, Zur Thermodynamik des Drosselvorgangs. S. 421.
B. Pogány, Versuche über die Modifizierung des Faradayeffektes im Eisen in Anwesenheit nichtferromagnetischer Metalle. S. 422.
P. Debye, Optische Absorptionsgrenzen. S. 428.
J. Hartmann, Ein ausgedehntes Absorptionsgebiet im Spektrum der Wasserstoffsterne. S. 430.
Zusammenfassende Bearbeitungen:
E. Wagner, Über Röntgenspektroskopie. (Fortsetzung.) S. 432.
Besprechungen:
H. Buchholz, Angewandte Mathematik. S. 443.
Personalien. S. 444.
Angebote. S. 444.
Gesuche. S. 444.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Thermodynamik des Drosselvorgangs.

Bemerkung zur gleichnamigen Arbeit von R. Plank[1]).

Von M. Jakob.

Plank erhält aus der von ihm abgeleiteten Formel

$$\frac{v}{T} = \frac{c_p^0}{10^4 \cdot A} \int \frac{1}{T^2} \left(\frac{\partial A}{\partial p}\right)_T dT + f(p) \qquad (1)$$

die Zustandsgleichung der Luft

$$v = \frac{RT}{10^4 \cdot p} + 0{,}0103 \left(\frac{8{,}9}{T} - \frac{7833}{T^2} + \frac{15 p^2}{T^3}\right), \qquad (2)$$

indem er die Abkühlung bei Drosselung auf Atmosphärendruck darstellt durch die Formel

$$A = -\frac{17{,}8\, p}{T} + \frac{23\,500\, p}{T^2} - \frac{20\, p^3}{T^3}. \qquad (3)$$

Gleichung (2) führt zu falschen Volumenwerten, worauf schon Schames[2]) hingewiesen hat. Plank[3]) betont demgegenüber, daß seine empirischen Gleichungen nur in dem Gebiet von -100 bis 0^0 C und von 70 bis 200 at Anspruch auf Zuverlässigkeit erheben; aber auch in diesem Bereich weicht v viel zu stark von den besten bekannten Beobachtungswerten ab, bei dem höchsten genannten Druck z. B. um über 10 Proz.

Aus der Bemerkung von Schames geht nicht hervor, ob diese Unstimmigkeit von der Gleichung (1) oder wo sonst herrührt. Im folgenden wird gezeigt, daß sie im wesentlichen auf die Annahme zurückzuführen ist, die Plank für die Funktion $f(p)$ in Gleichung (1) getroffen hat. Um eine in weiten Grenzen brauchbare Zustandsgleichung aus der Formel (1) zu gewinnen, muß man außerdem Gleichung (3) durch eine Ausgangsgleichung von größerem Gültigkeitsbereich ersetzen.

Plank setzt die willkürliche Funktion in Gleichung (1) $f(p) = \frac{R}{10^4 \cdot p}$, weil für ein ideales Gas der Integralwert auf der rechten Seite der Gleichung (1) verschwinde und $\frac{v}{T} = \frac{R}{10^4 \cdot p}$ werde. Für ein ideales Gas verschwindet nun in der Tat der Integralwert, weil für ein solches bei allen Temperaturen $\left(\frac{\partial A}{\partial p}\right)_T = 0$ ist[1]), aber wenn der Integralwert verschwindet, so ist damit noch nicht gesagt, daß die betrachtete Substanz bei dem betreffenden Zustand ein ideales Gas ist oder sich wie ein solches verhält. Nach Gleichung (3) wird der Integralwert unendlich klein für $T = \infty$ und für

$$T = 440 \pm \sqrt{193600 - 1{,}686\, p^2}.$$

Planks Rechnung wäre korrekt, wenn das eine oder andere die Gleichung der „Idealkurve" wäre. Die Erfahrung zeigt, daß dies nicht der Fall ist; also darf die willkürliche Funktion $f(p)$ nicht $= \frac{R}{10^4 \cdot p}$ angenommen werden. Um sie zu bestimmen, muß man v als Funktion des Druckes bei einer Temperatur kennen, und daß man das muß, ist gerade der Sinn der Funktion $f(p)$. Es läßt sich also nicht, wie Plank annimmt, v für beliebige Drucke und Temperaturen aus der Gaskonstanten und den Drosselversuchen allein bestimmen, sondern nur aus diesen und einer Isotherme[2]).

1) R. Plank, diese Zeitschr. **17**, 521, 1916.
2) L. Schames, diese Zeitschr. **18**, 30, 1917.
3) R. Plank, diese Zeitschr. **18**, 33, 1917.

1) Nach der von Plank abgeleiteten Gleichung für den Thomson-Joule-Effekt $\alpha = \frac{\left(\frac{\partial A}{\partial p}\right)_T}{1 - \left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_p}$ wird nämlich offenbar der Zähler $\left(\frac{\partial A}{\partial p}\right)_T$ gleichzeitig mit α unendlich klein.

2) Ein anderer Weg wäre, Gleichung (3) eine Form zu geben, nach der $\int \frac{1}{T^2} \left(\frac{\partial A}{\partial p}\right)_T dT = 0$ identisch mit der

Unter Beibehaltung der Gleichung (3) erhält man aus einer beliebigen Isotherme etwa nach Amagat und nach Holborn und Schultze die empirische Gleichung

$$f(p) = \frac{R}{10^4 \cdot p} + \varphi(p) = \frac{R}{10^4 \cdot p} + \left| \right. \\ \left. + \left(1{,}6 - \frac{0{,}6}{1{,}015^p}\right) \frac{1}{10^6}. \right| \quad (4)$$

Fügt man nun $T\varphi(p)$ zur rechten Seite der Gleichung (2), so wird v mit einem Schlag in dem Bereich von -80 bis $+200^0$ C und von 0 bis 200 at auf mindestens 1 Proz. richtig. Dagegen bleibt der Einwand von Schames bestehen, daß die differentielle Inversionskurve $\left(\frac{\partial A}{\partial p}\right)_T = 0$ einen unmöglichen Verlauf hat.

Um diesem Einwand zu begegnen, muß man unbedingt auch die Gleichung (3) abändern. Ich habe, wie aus einem ausführlichen Bericht darüber vorweg genommen werden soll, eine Gleichung für A entwickelt, welche die Versuchswerte von Bradley und Hale und von Noell zwischen $p = 0$ und $p = 200$ at und von -120 bis $+250^0$C mit genügender Genauigkeit wiedergibt, und zu einer Zustandsgleichung von vielen Gliedern, aber von mathematisch ganz einfachem Aufbau führt. Die aus dieser Zustandsgleichung berechneten Volumina stimmen in dem eben genannten Druck- und Temperaturbereich gut überein mit den Beobachtungen von Amagat, Witkowski, Koch und von Holborn und Schultze, ferner mit den Messungen von Amagat zwischen 0 und 200^0 bis über 700 at und bei 200^0 bis über 1000 at. Der von Plank erstmals beschrittene Weg führt also zum Ziel, wenn man ihn richtig verfolgt.

Gleichung der „Idealkurve" wäre. In diesem Falle wäre $f(p) = \frac{R}{10^4 p}$; statt einer Isotherme müßte dann aber die Idealkurve gegeben sein.

Charlottenburg, 31. Juli 1917.

(Eingegangen 3. August 1917.)

Versuche über die Modifizierung des Faradayeffektes im Eisen in Anwesenheit nichtferromagnetischer Metalle.

(Vorläufige Mitteilung)[1]).

Von Béla Pogány.

Herr W. Voigt[2]) hat in einer theoretischen Arbeit auf Grund der Beobachtungen Ingersolls über den magnetooptischen Kerreffekt den Schluß gezogen, daß das magnetooptische Verhalten von Eisen und Kobalt wenigstens im ultraroten Teile des Spektrums vorwiegend durch die Leitungselektronen bestimmt ist. Vorausgesetzt nun, daß die Leitungselektronen der gewöhnlichen Lorentz-Kraft unterliegen, berechnet Voigt auf Grund der Beobachtungen die Stärke der magnetischen Felder, innerhalb welcher sich diese Leitungselektronen bewegen. Es ergibt sich dafür 10^7 Gauß. Dieselbe Größenordnung bekommt Voigt auf Grund der P. Weissschen Theorie des Ferromagnetismus für die Stärke des bei den Ingersollschen Beobachtungen im Eisen bzw. Kobalt auftretenden molekularen Feldes. Von zwei verschiedenen Seiten wurde also Voigt zu der Annahme der hohen molekularen Feldstärken geführt. Es scheint nun, daß die Leitungselektronen und die hohen molekularen Felder die zwei Faktoren sind, die bei dem magnetooptischen Verhalten der ferromagnetischen Metalle die wesentlichen Rollen spielen.

Da ja nun Leitungselektronen auch in den nichtferromagnetischen Metallen vorhanden sind, so fand ich es nicht uninteressant, nachzusehen, ob nicht auch die nichtferromagnetischen Metalle den Faradayeffekt in derselben Größenordnung wie die ferromagnetischen Metalle ergeben, wenn nur ihre Leitungselektronen sich in den hohen molekularen Feldern des Eisens bewegen. Letzteres dachte ich mir in allerdings roher Annäherung so zu realisieren, daß ich eine dünne Schicht nichtferromagnetischen Metalls zwischen zwei Eisenschichten brachte. Dies waren die Überlegungen, die zu den im folgenden beschriebenen Versuchen geführt haben. Ich werde zuerst die zu den Versuchen benutzten Präparate und die Versuchsanordnung kurz beschreiben und dann die bisherigen Resultate mitteilen. Zuletzt will ich dann einige Überlegungen besprechen, welche darauf hinweisen, daß die Heranziehung sekundärer Erscheinungen zur Erklärung der Beobachtungsresultate nicht recht möglich ist.

1. Die benutzten Präparate.

Sämtliche Metallschichten wurden durch Kathodenzerstäubung hergestellt auf Zeißsche Spiegelglasdeckgläser von 26×76 mm Größe und 0,5 bis 0,7 mm Dicke. In demjenigen Vakuumgefäß, wo die nichtferromagnetischen Metalle zerstäubt wurden, befanden sich gar keine Eisenteile. Die Präparate wurden in der Weise hergestellt, daß zuerst die ganze Glasplatte mit einer Eisenschicht, Fe_2, überzogen wurde, dann wurde die eine Hälfte mit einer Glasplatte bedeckt und die andere mit einer

1) Vorgelegt d. Ung. Akad. d. Wiss. am 18. Juni 1917.
2) W. Voigt, Gött. Nachr. 1915, S. 139; diese Zeitschr. 16, 298, 1915.

nichtferromagnetischen Metallschicht belegt und schließlich wieder die ganze Platte mit Eisen, Fe_2, bestäubt (Fig. 1). In den beiden Hälften

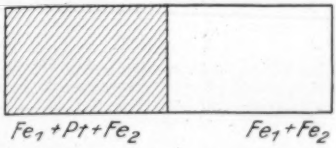


Fig. 1.

des Präparates habe ich dann im durchgehenden Lichte die magnetische Drehung der Polarisationsebene beobachtet, und die Differenz dieser beiden Beobachtungen würde dann die auf die nichtferromagnetische Metallschicht entfallende Drehung ergeben. Spätere Präparate habe ich auch beobachtet, bevor die zweite Eisenschicht auf die Platte gekommen ist. Zuletzt habe ich noch das nichtferromagnetische Metall treppenartig zwischen zwei Eisenschichten angeordnet, so daß ich die Drehung zwischen denselben beiden Eisenschichten allein als Funktion der Dicke des nichtferromagnetischen Metalles untersuchte.

2. Versuchsanordnung.

Das Licht einer Bogenlampe oder Sonnenlicht, durch ein Hilgersches Spektrometer konstanter Ablenkung monochromatisiert und durch ein Tessarobjektiv wieder parallel gemacht, fiel auf ein Nicolsches Prisma. Das linear polarisierte Licht ging dann durch das zwischen den Polschuhen eines Du Boisschen Elektromagneten befindliche Präparat, durch eine Halbschattenplatte, dann durch einen Analysator und fiel schließlich auf das Objektiv eines auf die Halbschattenplatte eingestellten Fernrohres. Die Halbschattenplatte, welche zwischen Präparat und Analysator angeordnet war, war eine sogenannte unsymmetrische Platte[1]). Bei einigen Beobachtungen, wo es sich um die Durchleuchtung dickerer Metallschichten handelte, habe ich zwei symmetrische, dickere, aber auch unempfindlichere Halbschattenplatten benutzt. Um über große Intensität zu verfügen, habe ich den Spalt des Monochromators breit (ungefähr 1,5 mm) gewählt. Die Drehungen des Analysators wurden auf einem Kreis von 20 cm Radius abgelesen; der Nonius war in 10″ geteilt. Die Stärke des magnetischen Feldes habe ich mit einer Wismutspirale von 5 mm Durchmesser als Funktion der Stromstärke im Elektromagneten gemessen, und bei den optischen Beobachtungen wurde immer die Stromstärke mit einem zu $^1/_{10}$ Amp. geteilten Westonschen Instrument eingestellt. Das Präparat war in einer messingenen Fassung angebracht, welche auf einer massiven Messingschiene bewegbar war. Die Schiene war mit der Grundplatte des Elektromagneten derart fest verbunden, daß das Präparat mit sich parallel zwischen den Polschuhen verschoben werden konnte.

1) Ich verdanke diese Platte der Liebenswürdigkeit von Herrn Geheimrat Voigt.

3. Die Resultate der Beobachtungen.

Alle Beobachtungen habe ich im gelben Licht (ungefähr $\lambda = 590\ \mu\mu$), im selben Interferricum bei 3,6 Amp. Stromstärke angestellt, was einer Feldstärke von rund 23000 Gauß entsprach. Die Feldrichtung habe ich immer kommutiert, so daß die doppelte Drehung gemessen wurde. Den Gang der Beobachtung kann man am einfachsten an einem Beispiel übersehen. Ich teile deshalb das Beobachtungsprotokoll Nr. 55 mit.

21. III. 1917. $\lambda = 590\ \mu\mu$. $I = 3{,}6$ A. Dicke der Glasplatte 0,64 mm.

$Fe_1 + Pt$	Fe_1
8° 59′ 40″	9° 3′ 50″
59 40	4 00
Mittelwert: 8° 59′ 40″	Mittelwert: 9° 3′ 55″

Kommutierung.

7° 46′ 40″	7° 58′ 50″
46 30	59 40
	59 00
Mittelwert: 7° 46′ 35″	Mittelwert: 7° 59′ 10″
$2(\text{Glas} + Fe_1 + Pt) =$ 1° 15′ 5″	$2(\text{Glas} + Fe_1) =$ 1° 4′ 45″
$2\,Pt =$ 8′ 20″,	$Pt =$ 4′ 10″

Nach Bestäuben mit Fe_2:

$Fe_1 + Pt + Fe_2$	$Fe_1 + Fe_2$
7° 24′ 40″	7° 47′ 00″
23 40	48 00
23 30	48 50
23 20	46 40
23 40	46 30
	46 00
Mittelwert: 7° 23′ 46″	Mittelwert: 7° 47′ 10″

Kommutierung.

9° 31′ 20″	9° 17′ 00″
30 30	15 40
30 30	16 40
29 50	16 50
	15 50
Mittelwert: 9° 30′ 32″	Mittelwert: 9° 16′ 24″
$2(\text{Glas} + Fe_1 + Pt + Fe_2) =$ 2° 6′ 46″	$2(\text{Glas} + Fe_1 + Fe_2) =$ 1° 29′ 14″
$2\,Pt =$ 37′ 32″,	$Pt =$ 18′ 46″.

In der dritten bzw. vierten Kolonne der Tabellen sind die Winkel (im Protokoll einfach mit *Pt* bezeichnet) eingetragen, um welche die magnetische Drehung von $Fe_1 + Pt$ bzw. $Fe_1 + Pt + Fe_2$ größer war als diejenige von Fe_1 bzw. $Fe_1 + Fe_2$.

Die Dicke der Eisenschichten wurde aus ihrer Drehung berechnet, diejenige der nichtferromagnetischen Metallschichten durch Wägung bestimmt. Bei den treppenartigen Präparaten wurde die ganze Treppe abgewogen und die Stufenhöhe unter der Voraussetzung berechnet, daß alle Stufen gleich hoch sind. War die Bestäubungszeit der ersten Stufe t, so war diejenige der $k$ten Stufe unter möglichst konstanten Verhältnissen $k \asymp t$. Ich werde also immer nur die Höhe der ersten Stufe angeben. In der ersten Tabelle sind die ersten, mehr qualitativen Beobachtungen mitgeteilt. Die Dicke der nichtferromagnetischen Metallschicht ist noch unbekannt. Die Dicke der Eisenschichten Fe_1 und Fe_2 ist auch nur in ihrer Summe $Fe_1 + Fe_2$ bekannt.

Tabelle I.

Plattennummer	Material u. Dicke der nichtferromagnetischen Schicht		$(Fe_1+Pt+Fe_1)-(Fe_1+Fe_2)$	Dicke von Fe_1+Fe_1	Glasdicke
40	*Pt*	—	7′ 43″	28,4 $\mu\mu$	0,70 mm
41	„	10,0 $\mu\mu$	14 35	25,0	0,56
41	„	10,0	12 52	25,0	0,56
41	„	10,0	12 54	25,0	0,56
42	*Au*	—	5 10	31,0	0,56
43	*Pd*	—	3 23	24,3	0,70

Die nichtferromagnetischen Schichten der Präparate 40 bis 43 wurden noch in demselben Vakuumgefäß mit Eisenanode hergestellt wie die Eisenschichten. Ab Nr. 44 wurden alle nichtferromagnetischen Metallschichten in einem anderen Vakuumgefäß mit einem Messingteller als Anode hergestellt.

Tabelle II.

Material der nichtferromagnetischen Schicht: *Pt*.

Plattennummer	Dicke der nichtferromagnetischen Schicht	$(Fe_1+Pt+Fe_2)-(Fe_1+Fe_2)$	Dicke von Fe_1+Fe_2	Dicke der Glasplatte
44	16,4 $\mu\mu$	10′ 37″	17,4 $\mu\mu$	0,70 mm
45	9,5	11 38	16,6	0,56
46	5,3	2 00	36,7	0,56
47	3,5	6 00	25,0	0,65
48	2,8	1 30	38,4	0,68
49	5,5	12 48	21,5	0,62
50	7,8	14 20	24,2	0,64
50	7,8	15 18	24,2	0,64
51	8,0	10 41	19,0	0,66

Ab Nr. 52 habe ich die Präparate auch in dem Zustand untersucht, als die Fe_2-Schicht noch fehlte, also auf der einen Hälfte Fe_1, auf der anderen z. B. $Fe_1 + Pt$ war. Die nichtferromagnetische Metallschicht grenzte also nur auf der einen Seite an Eisen. Es konnte so gemessen werden, um welchen Betrag die Drehung $(Fe_1 + Pt) - Fe_1$ sich unter dem Einfluß von Fe_2 ändert, sich also von

$$(Fe_1 + Pt + Fe_2) - (Fe_1 + Fe_2)$$

unterscheidet. Wie die Kolonnen 3 und 4 der Tabelle III zeigen, ist die Wirkung von Fe_2 gut zu beobachten.

Die Angaben der Tabelle III beziehen sich mit Ausnahme von 56 alle auf *Pt*. Mit Ausnahme von 53, 54 und 64 wuchs die Drehung

Tabelle III.

Plattennummer	Material und Dicke der nichtferromagnetischen Schicht		$(Fe_1 + Pt) - Fe_1$	$(Fe_1 + Pt + Fe_2) - (Fe_1 + Fe_2)$	Dicke von Fe_1	und Fe_2	Dicke der Glasplatte
52	*Pt*	17,8 $\mu\mu$	10′ 45″	12′ 11″	24,8 $\mu\mu$	22,8 $\mu\mu$	0,66 mm
52	„	13,8	—	12 50	24,8	22,8	0,66
53	„	8,4	7′ 3″	4 35	9,5	5,5	0,68
53	„	8,4	—	3 15	9,5	5,5	0,68
54	„	10,6	2′ 10″	0 20	7,9	5,1	0,69
55	„	26,1	4 10	18 46	9,3	10,2	0,61
			$(Fe_1+Au)-Fe_1$	$(Fe_1+Au+Fe_2)-$ usw.			
56	*Au*	6,4	2′ 45″	3′ 50″	9,2	12,6	0,62
			$(Fe_1+Pt)-Fe_1$	$(Fe_1+Pt+Fe_2)-$ usw.			
57	*Pt*	11,0	3′ 24″	12′ 00″	13,4	17,1	0,62
58	„	7,4	7 24	16 19	27,0	47,0	0,60
59	„	10,8	7 11	9 52	22,7	42,0	0,58
60	„	5,0	3 13	3 2	13,4	23,5	0,63
61	„	3,4	4 14	4 15	11,6	17,2	0,63
62	„	9,1	4 56	10 30	17,0	25,6	0,60
63	„	10,8	4 43	13 2	12,4	26,2	0,70
64	„	46,8	9 2	0 15	10,4	30,2	0,71
65	„	7,1	2 55	6 50	11,2	17,7	0,72
66	„	16,3	7 49	—	13,3	—	0,70

bei *Pt* unter dem Einfluß von Fe_2. Der Grund für die Abnahme der Drehung unter dem Einfluß von Fe_2 im Falle von 53 und 54 liegt wahrscheinlich in der geringen Dicke von Fe_1 bzw. Fe_2. Bei später zu veröffentlichenden Versuchen über den Faradayeffekt in Eisenschichten habe ich nämlich gefunden, daß die spezifische Drehung in Eisen unterhalb gewisser Grenzdicke abnimmt. Die Dicken von Fe_2 bei 53, von Fe_1 und Fe_2 bei 54 fallen nun jede für sich genommen unterhalb, die Dicke ihrer Summe, $Fe_1 + Fe_2$ aber oberhalb jener Grenzdicke. Es ist deshalb die spezifische Drehung von $Fe_1 + Fe_2$ größer als diejenige von Fe_1 oder Fe_2. Die Abnahme der Drehung unter dem Einfluß von Fe_2 bei Nr. 64 ist höchstwahrscheinlich in der relativ großen Dicke (46,8 $\mu\mu$) der *Pt*-Schicht begründet. Diese Deutung wird durch die an den treppenartigen Präparaten gewonnenen Resultate nahegelegt. Im allgemeinen sieht man, daß die auf die nichtferromagnetische Metallschicht entfallende Drehung sowohl von der Dicke der Eisenschichten Fe_1 und Fe_2, wie auch von derjenigen der nichtferromagnetischen Metallschicht abhängt. Ich wollte zuerst die Abhängigkeit von der Dicke der nichtferromagnetischen Metallschicht untersuchen und habe deshalb die treppenartigen Präparate hergestellt. Im folgenden sind die an den *Pt*-, *Pd*-, *Au*-, *Ag*- und *Cu*-Treppen gewonnenen Resultate mitgeteilt.

67. *Pt*. Dicke der Glasplatte = 0,58 mm.

Dicke von $Fe_1 = 21{,}7\ \mu\mu$
" " $Fe_2 = 22{,}2$
" " $Pt_1 = 6$

	Pt_1	Pt_2	Pt_3	Pt_4	Pt_5	Pt_6
$(Fe_1 + Pt_x) - Fe_1 =$	4′ 33″	7′ 6″	9′ 55″	10′ 23″	10′ 47″	—
$(Fe_1 + Pt_x + Fe_2) - (Fe_1 + Fe_2) =$	11 9	15 00	17 4	17 32	15 51	13′ 32″
4 Wochen später mit einer symmetrischen Halbschattenplatte:						
	= 13′ 45″	17′ 5″	19′ 30″	19′ 16″	18′ 20″	—

68. *Pt*. Dicke der Glasplatte = 0,68 mm.

Dicke von $Fe_1 = 8{,}0\ \mu\mu$
" " $Pt_1 = 5{,}6$

	Pt_1	Pt_2	Pt_3	Pt_4	Pt_5	Pt_6
$(Fe_1 + Pt_x) - Fe_1 =$	2′ 18″	3′ 53″	5′ 11″	5′ 46″	6′ 28″	7′ 33″

69. *Au*. Dicke der Glasplatte = 0,64 mm.

Dicke von $Fe_1 = 13{,}8\ \mu\mu$
" " $Au_1 = 10.9$

	Au_1	Au_2	Au_3
$(Fe_1 + Au_x) - Fe_1 =$	1′ 35″	2′ 30″	3′ 25″

70. *Cu*. Dicke der Glasplatte = 0,64 mm.

Dicke von $Fe_1 = 20.4\ \mu\mu$
" " $Fe_2 = 30{,}5$
" " $Cu_1 = 8{,}0$

	Cu_1	Cu_2	Cu_3	Cu_5	Cu_8
$(Fe_1 + Cu_x) - Fe_1 =$	0′ 30″	4′ 45″	8′ 00″	8′ 38″	9′ 34″
$(Fe_1 + Cu_x + Fe_2) - (Fe_1 + Fe_2) =$	— 2 00	5 17	7 00	—	—
	= — 1 50	4 40	5 40	4 5	5 24
nach einem Monat =	— 1 45	4 11	5 17	3 35	2 25

Das Präparat 71 ist verdorben.

72. *Pt*. Dicke der Glasplatte = 0,65 mm.

Dicke von $Fe_1 = 20{,}0\ \mu\mu$
" " $Fe_2 = 29.4$
" " $Pt_1 = 8{,}8$

	Pt_1	Pt_2	Pt_3	Pt_4	Pt_5	Pt_6
$(Fe_1 + Pt_x) - Fe_1 =$	0′ 55″	2′ 10″	2′ 30″	6′ 20″	3′ 32″	—
$(Fe_1 + Pt_x + Fe_2) - (Fe_1 + Fe_2) =$	7 35	11 25	9 15	12 00	—	—
(nach einem Monat mit Sonnenlicht auch ½Pt_6 durchleuchtet) =	6 5	10 50	8 20	9 50	5 00	— 1′ 15″

73. *Pt*. Dicke der Glasplatte = 0,57 mm.

Dicke von $Fe_1 = 17.0\ \mu\mu$
" " $Fe_2 = 31.0$
" " $Pt_1 = 8.7$

	Pt_1	Pt_2	Pt_3	Pt_4	Pt_5
$(Fe_1 + Pt_x) - Fe_1 =$	4′ 00″	6′ 55″	8′ 15″	8′ 37″	8′ 5″
$(Fe_1 + Pt_x + Fe_2) - (Fe_1 + Fe_2) =$	13 2	13 2	13 7	12 7	8 2

74. *Cu*. Dicke der Glasplatte = 0,67 m.

Dicke von $Fe_1 = 20{,}0\ \mu\mu$
„ „ $Fe_2 = 43{,}3$
„ „ $Cu_1 = 30{,}0$

	Cu_1	Cu_2	Cu_3	Cu_4
$(Fe_1 + Cu_x) - Fe_1 =$	8′ 47″	11′ 32″	14′ 1″	13′ 7″
$(Fe_1 + Cu_x + Fe_2) - (Fe_1 + Fe_2) =$	9 37	8 53	7 40	—

75. *Pd*. Dicke der Glasplatte = 0,58 mm.

Dicke von $Fe_1 = 13{,}1\ \mu\mu$
„ „ $Fe_2 = 26{,}0$
„ „ $Pd_1 = 7{,}0$

	Pd_1	Pd_2	Pd_3	Pd_4	Pd_5	Pd_6
$(Fe_1 + Pd_x) - Fe_1 =$	4′ 43″	8′ 50″	11′ 36″	11′ 32″	10′ 10″	8′ 12″
$(Fe_1 + Pd_x + Fe_2) - (Fe_1 + Fe_2) =$	4 30	7 30	7 20	6 5	3 30	2 30

76. *Ag*. Dicke der Glasplatte = 0,64 mm.

Dicke von $Fe_1 = 23{,}0\ \mu\mu$
„ „ $Fe_2 = 49{,}0$
„ „ $Ag_1 = 16{,}9$

	Ag_1	Ag_2	Ag_3	Ag_4	Ag_5	Ag_6
$(Fe_1 + Ag_x) - Fe_1 =$	6′ 21″	10′ 5″	12′ 35″	12′ 15″	10′ 6″	10′ 50″
$Fe_1 + Ag_x + Fe_2) - (Fe_1 + Fe_2) =$	7 50	15 00	13 21	—	—	—

Die vorstehenden Resultate sind durch die Kurven der Fig. 2—9 veranschaulicht. Der allgemeine Habitus der Kurven ist bei allen fünf untersuchten Metallen derselbe. Es soll hierbei bemerkt werden, daß das Maximum der Kurve Fe_1 + nichtferromagnetisches Metall + Fe_2 teil-

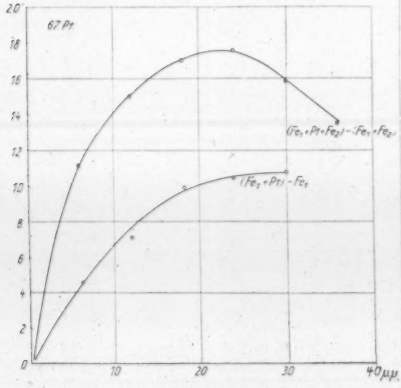


Fig. 2.

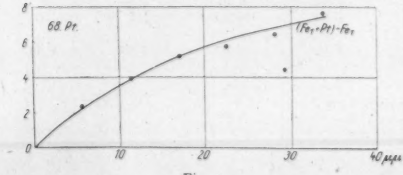


Fig. 3.

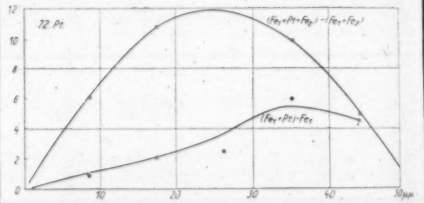


Fig. 4.

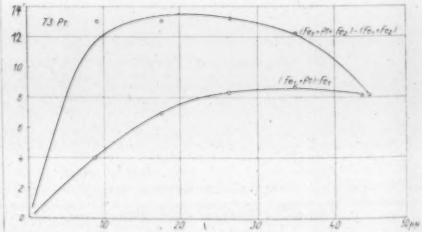


Fig. 5.

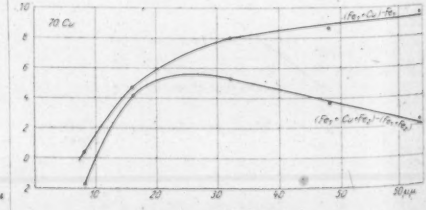


Fig. 6.

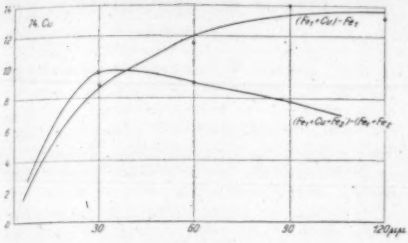


Fig. 7.

weise seinen Ursprung darin hat, daß die Dicke der Eisenschichten in der Mitte der länglichen Platte um einige $\mu\mu$ größer war als an den Enden. Jedoch scheint dieser Umstand das Maximum nur teilweise zu erklären, was neben den quantitativen Verhältnissen qualitativ auch aus der Vergleichung der *Cu*-Kurven 70 und

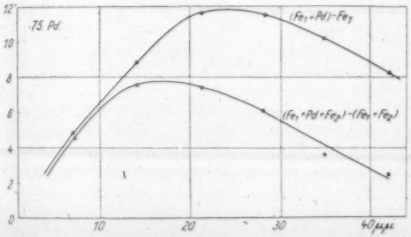


Fig. 8.

74 hervorgeht, wo das Maximum jedesmal bei ungefähr 30 $\mu\mu$ *Cu*-Dicke einmal in der Mitte und einmal nahe dem Ende der Platte auftritt. In den endgültigen Messungen wird die durch obigen Umstand bedingte Korrektion zum Teil leicht anzubringen sein, zum Teil aber, da hier auch die Abhängigkeit der auf die nichtferromagnetische Metallschicht entfallenden Drehung von der Dicke der Eisenschicht ins Spiel tritt, näheres Studium erfordern. Die Herstellung von Eisenschichten, die einen wesentlich größeren Grad von Homogenität aufweisen, was durch Anwendung noch größerer Kathoden ebenfalls versucht werden soll, wäre natürlich der einfachste Ausweg.

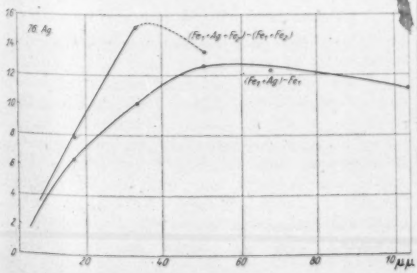


Fig. 9.

Die bisherigen Resultate sind also dahin zusammenzufassen, daß die mit einer nichtferromagnetischen Metallschicht belegte Eisenschicht bzw. die Kombination $Fe_1 +$ nichtferromagnetisches Metall $+ Fe_2$ im allgemeinen eine größere magnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes aufweisen, als die Eisenschichten Fe_1 bzw. $Fe_1 + Fe_2$. Man erhält nun eine mögliche einfache Erklärung dieser Resultate, wenn man sich auf den in der Einleitung skizzierten Standpunkt stellt, der ja auch die Versuche veranlaßt hat, wenn man also voraussetzt, daß unter dem Einfluß des molekularen magnetischen Feldes des Eisens auch die nichtferromagnetische Metallschicht die Polarisationsebene des Lichtes dreht. Da nun in Anwesenheit der nichtferromagnetischen Metallschicht der Faradayeffekt des Eisens sich vergrößerte, so würden die bisherigen Versuche ergeben, daß die untersuchten Metalle ebenfalls positiv drehen. Daß von den untersuchten Metallen *Pt* und *Pd* paramagnetisch, *Au*, *Ag*, *Cu* diamagnetisch sind, würde keine Schwierigkeit bereiten, da ja, wie bekannt, positive Drehung sowohl bei para- wie bei diamagnetischen Körpern vorkommt. Wie aus den Tabellen ersichtlich, wäre die Größenordnung der Drehung in den günstigen Fällen ungefähr dieselbe (etwas kleiner) wie bei Eisen. Diese Betrachtungen bilden wie gesagt nur eine mögliche Erklärung der Versuchsresultate, eine endgültige Stellungnahme wird von den Ergebnissen weiterer Versuche abhängen. Neben Ausdehnung der Versuche auf andere ferromagnetische und nichtferromagnetische Metalle kommt hier wohl zunächst die Untersuchung der Abhängigkeit der Drehung von der Dicke der Eisenschichten in Betracht.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß einige Präparate von beiden Seiten untersucht, also auch bei auf die Glasseite einfallendem Lichte, innerhalb der Versuchsfehler dasselbe Resultat ergeben haben. Die Präparate 55 und 67 habe ich auch ohne Halbschattenplatte nur mit einem Nicolschen Prisma als Analysator beobachtet unter Vorschaltung eines Glimmerkompensators, da das durchtretende Licht schwach elliptisch polarisiert war. Ich habe zu diesem Zweck das Beobachtungsfernrohr eines Fueßschen Polarisationsspektrometers an die Stelle der gewöhnlich benutzten Anordnung (Halbschattenplatte,

Nicol, Fernrohr) gebracht, und die Azimute der wiederhergestellten linearen Polarisationen beobachtet, was in dem besonderen Falle (sehr kleine Elliptizität und $^1/_4$ Wellenlängenplatte für die benutzte Lichtart) im wesentlichen durch die Kompensatorablesungen bestimmt war. Wie die kleine Zusammenstellung zeigt, ist die Übereinstimmung mit den früheren Beobachtungen gut.

	55	67	Pt_1	Pt_2	Pt_4
Unsymmetr. Halbschattenplatte .	17° 30″		11′ 9″	15′ 00″	17′ 32″
Fueßsches Polarisat.-Spektrometer	16 30		12 30	16 00	18 00

Es soll zuletzt an eine sekundäre Erscheinung erinnert werden, die bei der Erklärung der obigen Resultate wenigstens qualitativ ihrem Sinne nach in Betracht käme. Wird nämlich die magnetisch-aktive Schicht von der Lichtwelle nicht nur einmal, sondern infolge innerer Reflexionen dreimal, fünfmal durchsetzt, so modifiziert sich die Einstellung einer Halbschattenplatte derart, daß die Drehung scheinbar größer wird, daß also am beobachteten Drehungswinkel δ eine Korrektion[1])

$$d\delta = -\frac{j}{2J}\sin 4\delta$$

anzubringen ist, wobei J die Intensität der direkt austretenden, j diejenige der nach zweifacher innerer Reflexion austretenden Lichtwelle ist. Will man obige Versuchsresultate durch diese Erscheinung erklären, so kommen als aktive Schichten die zwei Eisenschichten in Betracht. Wie die Rechnung zeigt, ist aber die so entstehende Korrektion (meistens kleiner als eine Bogenminute) quantitativ nicht imstande, die Beobachtungen zu erklären. Neben J ist nämlich j sehr klein, nicht nur infolge der zweifachen Reflexion, sondern auch infolge der auf dem dreifachen Wege im Eisen erlittenen Absorption.

Die Beobachtungen stammen aus dem Phys. Inst. d. Universität Kolozsvár. Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. K. Tangl, sage ich aufrichtigen Dank für sein wohlwollendes Interesse und für die Beschaffung der experimentellen Hilfsmittel.

1) Siehe W. Voigt, Magnetooptik, S. 13.

(Eingegangen 23. Juli 1917.)

Optische Absorptionsgrenzen.

Von P. Debye.

Die Barkla-Wagnerschen Absorptionsgrenzen im Gebiete der Röntgenfrequenzen beanspruchen in Zusammenhange mit den modernen, auf Bohr zurückgehenden Spekulationen über den Atomaufbau ein erhebliches Interesse.

Verfolgt man die Absorption monochromatischer Röntgenstrahlung als Funktion der Wellenlänge in irgendeinem chemischen Element, dann nimmt der Absorptionskoeffizient mit abnehmender Wellenlänge zunächst stetig ab. An einigen Stellen im Spektrum findet man aber einen plötzlichen Sprung jenes Koeffizienten auf ein Vielfaches des vor den Absorptionsgrenzen zu beobachtenden Wertes. Die Wellenlängen jener Grenzen stehen in unmittelbarem Zusammenhange mit den bei geeigneter Anregung auftretenden Emissionsfrequenzen des absorbierenden Elements; zur K-Serie gehört ein einfacher, zur L-Serie ein doppelter Absorptionssprung. Das sind kurz die bekannten Tatsachen.

Die Vorstellung, welche man sich von dem Zustandekommen jener Absorptionssprünge macht, ist die folgende:

Um das Elektron, dem man die Erzeugung z. B. der K-Serie eines chemischen Elements zuschreibt (indem man annimmt, daß es mit Erzeugung von monochromatischer Strahlung Übergänge ausführt zwischen einigen im Atominnern gelegenen, quantenhaft ausgezeichneten Bahnen), völlig aus dem Atomverband zu entfernen, muß eine bestimmte Energie E aufgewendet werden. In Zusammenhange mit unseren Quantenvorstellungen soll diese Energie nur geliefert werden können von Strahlung, deren Frequenz ν der Bedingung

$$h\nu > E$$

genügt. Die Frequenz ν_g einer Absorptionsgrenze ist also bestimmt durch die Gleichung

$$\nu_g = \frac{E}{h}.$$

Es schien mir nun der Anlage dieser ganzen Auffassung zu entsprechen nicht allein im Gebiete der Röntgenfrequenzen, sondern auch im optisch zugänglichen Gebiet nach ähnlichen Absorptionsgrenzen zu suchen. Tatsächlich liegen Beobachtungen und Bemerkungen über optische Absorptionen vom Barkla-Wagnerschen Typus in der Literatur vor. Wie Wood[1]) zeigte absorbiert nichtleuchtender Na-Dampf nicht allein die Frequenzen seiner Hauptserienglieder, außerdem setzt am Ende der Serie eine

1) Phil. Mag. 18, 530, 1909.

Absorption ein, welche sich auf eine längere Strecke in das ultraviolette Gebiet hinein erstreckt. Schon Bohr[1]) verwertet diese Beobachtung im Sinne der Gleichung $E = h\nu$, welche ihrerseits in Anwendung auf den analogen lichtelektrischen Effekt zuerst bei Einstein[2]) auftritt. Nun stellt die *Na*-Absorption nicht den denkbar einfachsten Fall dar, derselbe würde offenbar zu erwarten sein bei Wasserstoff. Zwar liegt auch hier die der *K*-Serie entsprechende Emissionsserie

$$\frac{\nu}{R} = \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}, \quad (R = \text{Rydbergsche Zahl})$$

im äußersten Ultraviolett, die der *L*-Serie wohl entsprechende Balmer-Serie

$$\frac{\nu}{R} = \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}$$

dagegen ist bis zu ihrem Ende leicht erreichbar.

Daß am Ende der Wasserstoffserie eine Absorption vorhanden sein wird, vermutet schon Wood offenbar unter Heranziehung des Kirchhoffschen Satzes, als er loc. cit. bemerkt: Auf der Sonne setze am Ende der Wasserstoffserie ein schwaches, kontinuierliches Emissionsspektrum ein. Versuche, welche ich veranlaßte, um im Laboratorium die gesuchte Absorption am leuchtenden Wasserstoff festzustellen, mußten vorzeitig abgebrochen werden. Inzwischen aber hörte ich von Herrn Hartmann, daß Anzeichen für den gesuchten Effekt in Sternspektren vom Wasserstofftypus vorhanden sind. Die schönen Photogramme, welche mir Herr Hartmann zeigte, sind völlig überzeugend. Die nachstehende Hartmannsche Notiz bringt das Material, sowie einige Reproduktionen von den fraglichen Spektren. Die Zeilen, welche ich hier jener Notiz vorangehen lasse, verfolgen im wesentlichen nur den Zweck, die physikalische Bedeutung der Hartmannschen Aufnahmen gebührend hervorzuheben. In letzter Zeit hat im hiesigen Laboratorium Herr J. Holtsmark die von anderer Seite angefangenen und abgebrochenen Versuche wieder aufgenommen. Da aber infolge der nachstehenden Notiz der Effekt beim Wasserstoff nicht mehr gesucht zu werden braucht, wurde das Hauptaugenmerk nunmehr auf die Dämpfe der Alkalien gerichtet, da das Absorptionsspektrum hier experimentell viel leichter zugänglich ist. Im optischen Gebiet ist die Messung zurzeit noch mit viel größerer Genauigkeit ausführbar als das für Röntgenstrahlen statthat; man darf also hoffen, die Besonderheiten der Absorption sehr eingehend untersuchen zu können.

1) Phil. Mag. **26**, 17, 1913.
2) Ann. d. Phys. **17**, 146, 1905.

Die Alkalien verhalten sich, wie zu erwarten war, dem *Na*-Dampf ähnlich, jedes hat seine eigene an das Serienende anschließende Absorptionsgrenze. Wenn auch ein Unterschied zwischen diesen Absorptionen und den Absorptionen im Röntgengebiet insofern besteht, als hier von einer Absorption in den *K*- oder *L*-Linien selbst nie etwas bemerkt wurde, während dort die Linienabsorption am auffälligsten ist, so scheint mir doch dadurch die Ähnlichkeit der Fälle nicht allzusehr verwischt zu werden. Insbesondere scheint es mir von Interesse, ob die Absorptionsgrenze scharf ist oder nur einen steilen Anstieg hat, wie letzteres im Röntgengebiet von Kossel[1]) befürwortet wird auf Grund des anomalen Absorptionskoeffizienten von Brom-*K*-Strahlung in Gold. Über die Resultate der optischen Untersuchung wird Herr Holtsmark demnächst selbst berichten.

Hier kam es mir neben dem oben erwähnten Hauptzweck noch darauf an, die Analogie der Fälle hervorzuheben und auf die Möglichkeiten hinzuweisen, welche uns die außerordentlich genauen Methoden der Optik an die Hand geben.

1) Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 345, 1916.

Göttingen, Physik. Institut.

(Eingegangen 17. Juli 1917.)

Ein ausgedehntes Absorptionsgebiet im Spektrum der Wasserstoffsterne.

Von J. Hartmann.

Mit Tafel XII.

In den Jahren 1903—1905 habe ich mit einem in der Zeitschr. f. Instrumentenkunde **25**, 161, 1905 beschriebenen Quarzspektrographen eine Anzahl von Sternspektren aufgenommen, um sie möglichst weit ins Ultraviolett zu verfolgen; eine Bearbeitung des Materials durch Herrn Dr. Kohl wurde in den Astronomischen Mitteilungen der Kgl. Sternwarte zu Göttingen **16**, 1913 veröffentlicht. Diese Aufnahmen zeigten eine Erscheinung, die, wie die vorstehende Notiz Debyes zeigt, vielleicht in direktem Zusammenhang mit dem eigenartigen Barkla-Wagnerschen Absorptionsbefund bei Röntgenstrahlen steht, und die deshalb an dieser Stelle etwas eingehender besprochen werden soll.

Die bei der Aufnahme eines Sternspektrums an jeder Stelle der photographischen Platte eintretende Schwärzung ist im allgemeinen von sieben verschiedenen Umständen abhängig. Es sind dies: 1. Die durch die Temperatur des Sterns bedingte Emission der leuchtenden Schicht,

2. die von der Zusammensetzung, Dichte und Temperatur der äußeren, sogenannten umkehrenden Schicht abhängige Absorption in der Gashülle des Sterns, 3. die Absorption in der irdischen Atmosphäre, 4. die Absorption in den optischen Teilen des benutzten Fernrohrs und Spektrographen, 5. die durch diese Teile bedingte Art der Verteilung des Lichts verschiedener Brechbarkeit auf der photographischen Platte, 6. die Empfindlichkeit der Platte für die verschiedenen Wellenlängen und 7. die Entwicklung. Wegen dieser verwickelten Abhängigkeit sind stets besondere Anordnungen der Aufnahmen notwendig, wenn man aus den Schwärzungen die wahre Intensitätsverteilung im Sternspektrum ableiten will; durch besondere Versuchsaufnahmen wird man den Zusammenhang zwischen Schwärzung und Lichtintensität ermitteln und durch Aufnahmen von Spektren mit bekannter Intensitätsverteilung die Wirkung der Ursachen 3 bis 7 feststellen oder unschädlich machen. Bei den in Rede stehenden ersten Aufnahmen war eine photometrische Verwertung zunächst nicht beabsichtigt, daher fehlen diese Hilfsuntersuchungen und eine strenge photometrische Auswertung der Platten ist nicht möglich. Immerhin können wir einige allgemeine Schlüsse ziehen. Die unter 1 genannte Emission wird bei den hier in Betracht kommenden Temperaturen ein im Ultraviolett liegendes Intensitätsmaximum erzeugen, von dem aus der Helligkeitsabfall nach beiden Seiten ganz stetig erfolgt. Die atmosphärische Absorption (3) nimmt mit abnehmender Wellenlänge gleichförmig zu und steigt erst nahe bei λ 2900 plötzlich bis zur völligen Auslöschung an. Die optischen Teile beschränkten sich im vorliegenden Falle auf ein Objektivprisma aus Quarz und eine einfache Kameralinse aus derselben Substanz; Absorption und Lichtverteilung hatten daher in dem hier in Frage kommenden Gebiete einen gleichmäßigen Verlauf, und zwar mußte wegen der nach dem ultravioletten Ende des Spektrums stark zunehmenden Dispersion die Intensität der Belichtung nach dahin abnehmen. Endlich dürfen wir die Empfindlichkeit der Platte und die Wirkung der Entwicklung als konstant annehmen; nur im sichtbaren Spektrum, etwa bei λ 5000, nimmt die Empfindlichkeit der nicht sensibilisierten Platten rasch bis auf Null ab.

Hiernach wird man im blauen oder violetten Teile des Spektrums ein Maximum der Schwärzung zu erwarten haben, von wo aus dieselbe nach beiden Seiten hin ziemlich gleichmäßig abnimmt. In Fig. 1 auf Tafel XII sind die etwa achtmal vergrößerten Spektra von β Geminorum und α Leonis nebeneinander abgebildet; der erste Stern ist vom II. Typus und zeigt ein Helligkeitsmaximum im positiven Bilde, dem also das Schwärzungsmaximum im negativen entspricht, nahe bei λ 4000, der zweite Stern ist vom I. Typus und hat das Maximum bei λ 3800. Die in Fig. 2 wiedergegebenen Spektra von α Cygni und α Lyrae wurden aufgenommen, nachdem der Spektrograph mit einem Kollimator versehen und mit dem Potsdamer 80-cm-Refraktor verbunden worden war. Man erkennt hier die starke Absorption in der etwa 12 cm dicken Glasmasse des 80-cm-Objektivs: während sich das Spektrum von α Leonis in Fig. 1 bis λ 3100 erstreckt, wurde durch das Glas schon vor λ 3600 alles Licht abgeschnitten. Von Interesse dürfte namentlich das Spektrum von α Lyrae sein, weil es die ganze Reihe der Wasserstofflinien von $H\alpha$ an bis zu ihrem Verschwinden mit $H\varrho$ zeigt. Die Aufnahmen in Fig. 2 sind, wie auch das nebengelagerte Vergleichsspektrum des Eisenbogens erkennen läßt, mit ziemlich weitem Spalt gemacht worden, so daß die feineren Absorptionslinien der Sterne größtenteils verschwunden sind. Die Platten waren für Rot sensibilisiert und ergeben deshalb zwei Helligkeitsmaxima.

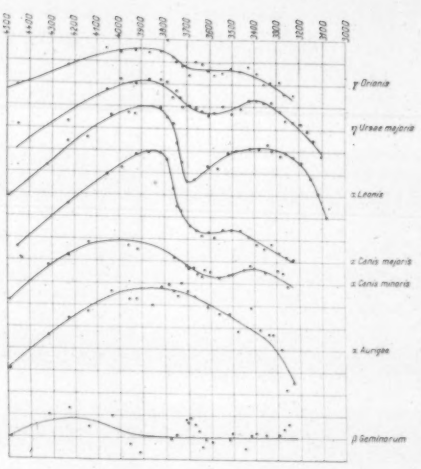
Die wie Fig. 1, 3 und 4 ohne Dazwischenkunft von Glas nur mit der Quarzoptik aufgenommenen Spektra vom I. Typus zeigen nun die folgende merkwürdige Erscheinung. Je nach der Breite der Wasserstofflinien, die in den einzelnen Sternen verschieden ist (man vergleiche z. B. die ziemlich scharfen Linien in α Cygni mit den viel breiteren in α Lyrae), fließen die höheren Glieder der Serie früher oder später zusammen, so daß eine kontinuierliche Absorption entsteht und die Helligkeit des Spektrums etwa bei λ 3700 rasch stark abfällt. Man sollte nun erwarten, daß dicht hinter dem bei λ 3646 liegenden Kopfe der Serie, dessen Lage in Fig. 3 und 4 durch einen Pfeil angedeutet ist, die Absorption in einer scharfen Kante aufhören, die Helligkeit des Spektrums also plötzlich wieder zunehmen sollte. Das ist nun aber durchaus nicht der Fall. Das Aufhören der Wasserstoffserie markiert sich in keiner Weise, vielmehr erstreckt sich die vom Zusammenfließen der Wasserstofflinien an verstärkte Absorption gleichmäßig weiter in das Ultraviolett hinein, so daß von da an nur noch ein ganz geringer Abfall der Helligkeit bis zum Verschwinden des Spektrums stattfindet. Auch wenn man annehmen wollte, daß in dem Sternspektrum nur eine beschränkte Anzahl von Wasserstofflinien vorhanden wäre, die Serie also bereits vor ihrem Kopfe abbräche, so müßte man an dieser Stelle eben den plötzlichen Anstieg der Helligkeit erwarten.

Diese sich etwa von λ 3700 bis λ 3400 er-

streckende allgemeine Absorption ist nun nur bei den weißen Wasserstoffsternen vom I. Spektraltypus vorhanden, während die gelben Sterne vom II. Typus nichts davon erkennen lassen. Recht anschaulich tritt die Erscheinung daher hervor, wenn man Spektra dieser beiden Arten dicht nebeneinander legt, wie dies in Fig. 3 und 4 geschehen ist. Da die Originalaufnahmen der Sternspektra nur etwa 0,2 mm breit sind, mußten sie für die Reproduktion 20mal vergrößert werden. Um hierbei die relative Helligkeit der beiden zu vergleichenden Spektren nicht zu verändern, wurden dieselben mit Hilfe meines Spektrokomparators optisch nebeneinander gelagert und gleichzeitig vergrößert, so daß sie alle Operationen des zur Reproduktion notwendigen Umkopierens gemeinsam durchgemacht haben.

In Fig. 3 ist β Geminorum ein Stern vom späten II. Typus (in der Harvard-Klassifikation K), α Canis minoris vom späten I. Typus (F 5), der schon den Übergang zum II. Typus bildet. Das Spektrum des letzteren Sterns ist am Anfang bei λ 4000 und am Ende bei λ 3300 erheblich heller als das des ersteren, in der Mitte dagegen, von dem durch einen Pfeil bezeichneten Orte des Kopfes der Wasserstoffserie bis etwa λ 3500 ist der Helligkeitsunterschied viel geringer. Noch viel deutlicher tritt die Erscheinung aber hervor, wenn man das Spektrum eines reinen Wasserstoffsterns vom frühen I. Typus zum Vergleiche heranzieht. α Leonis (Fig. 4) enthält außer der Wasserstoffserie nur eine matte Spur der Heliumlinie λ 4026 (Harvard-Klasse B 8), das daneben abgebildete Spektrum von α Aurigae ist dagegen dem unserer Sonne sehr ähnlich (G). Am Anfang und Ende ist wieder das Spektrum von α Leonis erheblich heller als das von α Aurigae, von λ 3700 an bis über den Kopf der Wasserstoffserie hinaus wird die Helligkeit dagegen völlig gleich, ein Zeichen, daß hier eine starke Absorption im Wasserstoffsterne herrscht. Ich brauche wohl kaum zu bemerken, daß man die Vergleichung nur an den Stellen der Spektra ausführen darf, die möglichst frei von Absorptionslinien sind, d. h. an den hellsten Stellen des oberen Spektrums.

Am beweiskräftigsten ist aber die wirkliche Ausmessung des Helligkeitsverlaufs, deren Ergebnis in der nebenstehenden Kurventafel veranschaulicht ist. Die Schwärzungen der betreffenden Spektrogramme wurden mit dem Mikrophotometer gemessen. Wollte man diese Schwärzungswerte direkt graphisch darstellen, so würde man bei dem hier angewandten Maßstabe für jeden Stern eine um mehrere Dezimeter auf- und absteigende Kurve erhalten, in



der geringere Helligkeitsschwankungen kaum zu erkennen wären. Um diese hervortreten zu lassen und die Ausdehnung der Figur zu beschränken, habe ich in den Kurven nur die Abweichung der gemessenen Schwärzung von einer gleichmäßigen, der Wellenlänge proportionalen Abnahme dargestellt. Dieses Verfahren ist erlaubt, weil es uns hier auf die Schwärzungen selbst nicht ankommt, und weil deren Verlauf nach dem oben Gesagten im allgemeinen gleichmäßig sein würde. Noch besser hätte man die Kurven ebnen können, wenn man außer dem linearen noch ein von λ^2 abhängiges Glied von den gemessenen Schwärzungen abgezogen hätte. Doch genügt die hier gewonnene Darstellung schon vollkommen, um die Wasserstoffabsorption deutlich hervortreten zu lassen. Die Spektra sind in der jetzt allgemein angenommenen Reihenfolge nach ihrem Typus geordnet. In γ Orionis (B 2) und η Ursae majoris (B 3) ist neben dem Wasserstoff noch reichlich Helium vorhanden. Auch in diesen Spektren zeigt sich die Schwärzungsabnahme im Negativ (also Helligkeitsabnahme im Sternspektrum) zwischen λ 3750 und λ 3400 schon deutlich. Ganz auffallend wird diese aber bei dem fast ganz reinen Wasserstoffsterne α Leonis (B 8). Mit dem Zurücktreten des Wasserstoffs und der Zunahme der Metallinien in den Spektren von α Canis majoris (A), α Canis minoris (F 5), α Aurigae (G) und β Geminorum (K) verschwindet dann auch das breite Absorptionsgebiet des Wasserstoffs nach und nach wieder. In den letzten sehr linienreichen Spektren ist es kaum möglich, für

die Schwärzungsmessung eine von Absorptionslinien hinreichend freie Stelle aufzufinden, so daß die Messung stets mit einer großen Unsicherheit behaftet bleibt; hierdurch erklärt sich die stärkere Verstreuung der beobachteten Werte.

Es ist hier nicht der Ort, um das ganze Zahlenmaterial und die an anderen Sternspektren ausgeführten Messungen wiederzugeben. Aus meinen Beobachtungen geht mit Sicherheit hervor, daß in den Wasserstoffsternen eine allgemeine Absorption herrscht, die sich über den Kopf der Wasserstoffserie hinweg etwa bis λ 3400 erstreckt.

Die erste frühere Erwähnung dieser Erscheinung findet sich bei Huggins. Er schreibt[1]): „Eine charakteristische Erscheinung in den Spektren der weißen Sterne besteht in der ziemlich plötzlichen Helligkeitsabnahme des kontinuierlichen Spektrums in der Gegend des Endes der Wasserstoffserie. Das Spektrum setzt sich stark abgeschwächt ohne weiteren plötzlichen Abfall dann fort, bis es durch die Absorption in unserer Atmosphäre begrenzt wird." Dagegen nur zum Teil deckt sich mit der hier in Rede stehenden Erscheinung die kürzlich von Dr. H. Rosenberg[1]) gemachte Beobachtung, daß in seinen extrafokalen Aufnahmen die Helligkeit des kontinuierlichen Spektrums weißer Sterne etwa bei λ 4000 beginnend allmählich bis zu λ 3700 oder λ 3600 eine Art Depression erlitt; bei ihm handelt es sich in der Hauptsache nur um das Zusammenfließen der absichtlich unscharf abgebildeten Wasserstofflinien. Dagegen ist beiden Autoren gerade der wichtigste, auffälligste Punkt der Erscheinung entgangen, daß man nämlich nach dem Aufhören der Wasserstoffreihe, sei es nun am wirklichen Kopfe der Serie oder schon vorher, einen plötzlichen Anstieg der Helligkeit des kontinuierlichen Spektrums erwarten müßte, der aber in den Aufnahmen vollständig fehlt.

1) An atlas of representative stellar spectra, S. 85, 1899.

1) Photographische Untersuchung der Intensitätsverteilung in Sternspektren. Nova Acta Leop. CI, 103, 1914.

(Eingegangen 12. Juli 1917.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über Röntgenspektroskopie.

Von Ernst Wagner.

(Fortsetzung.)

Mit Tafel XIII.

Das Spektrum der γ-Strahlung von Radium-B und C.

Die längst vermutete Identität von γ-Strahlen und Röntgenstrahlen nachzuweisen gelang Rutherford und Andrade[1]). Bei ihren Versuchen ging die γ-Strahlung von einem dünnwandigen Glasröhrchen aus, das mit 100 Millicurie Emanation gefüllt war. Das Spektrum wurde mit dem drehenden Kristall (Steinsalz) auf einer photographischen Platte in 24stündiger Expositionsdauer entworfen. Ein starkes Magnetfeld schützte die Platte vor der β-Strahlung. Das Spektrum der weichen γ-Strahlung erwies sich als ein Linienspektrum von der Art der L-Serie bei den schweren Atomen. Bei der Wellenlängenmessung ergab sich, daß viele Linien, darunter die stärksten, mit denen des Bleies innerhalb der Meßfehler koinzidierten. Folgende Tabelle V zeigt den Umfang der Übereinstimmung der Spektren nach den Frimanschen Messungen.

Auf Grund ihrer chemischen Untrennbarkeit waren schon vor diesen Versuchen von Soddy und Fajans RaB und Pb der gleiche Platz im periodischen System zugewiesen und solche Elemente als Isotope bezeichnet worden. In überraschender Weise liefert die Identität ihrer Röntgenspektren den bündigen experimentellen Nachweis für diese Gleichheit ihrer Ordnungszahlen $N = 82$. Dabei unterscheiden sich ihre Atomgewichte beträchtlich: $RaB = 215$; $Pb = 207$. Es ist sehr bemerkenswert, daß auch für instabile Elemente die Moseleysche Gesetzmäßigkeit der Röntgenspektren ihre Gültigkeit streng behauptet.

Nach Siegbahn[1]) und Swinne[2]) fallen viele Linien im γ-Spektrum auch mit L-Linien des Wismuts zusammen (vgl. Tabelle; Messungen von Friman). Ihre Herkunft wäre ableitbar aus der Isotopie von RaC und Bi ($N = 83$).

Rutherford und Andrade[3]) gelang es, das Spektrum auch der durchdringenden

1) E. Rutherford und N. da Andrade, Phil. Mag. **27**, 854, 1914.

1) M. Siegbahn, Jahrb. d. Rad. **13**, 332, 1916.
2) R. Swinne, diese Zeitschr. **17**, 481, 1916.
3) E. Rutherford und da Andrade, Phil. Mag. **28**, 263, 1914.

Tabelle V.

Radium *Ru, C* weiches γ-Strahlenspektrum		Blei *L*-Serienspektrum (*RaB*)		Wismut *L*-Serienspektrum (*RaC*)	
Wellenlänge $\times 10^9$ cm	Stärke	Wellenlänge $\times 10^8$ cm	Stärke	Wellenlänge $\times 10^8$ cm	Stärke
	[1]			0,762	0
				0,790	2
0,703	m	0,792	0	0,794	1
0,809	m	—		0,810	3
—		0,816	1	—	
—		0,820	1	—	
0,838	m	0,842	3	—	
0,853	m	—		—	
0,917	f	—		0,923	2
—		—		0,937	2
—		—		0,950	8
0,953	m	0,955	2	0,954	6
—		0,968	2	0,977	2
0,983	s	0,983	9	—	
—		—		0,992	2
1,006	m	1,008	2	—	
1,029	m	1,023	2	—	
1,055	f	—		1,059	1
1,100	f	1,091	0	—	
1,141	m	—		1,144	10
—		—		1,153	3
1,175	s	1,175	10	1,171	0
1,196	m	1,186	3	—	
1,219	f	—		—	
1,266	f	—		—	
1,286	f	—		—	
1,315	f	—		1,317	3
1,349	m	1,348	3	—	
1,395	m	—		—	

[1] f = fein, m = mittel, s = stark.

γ-Strahlung von *RaB* und *RaC* zu photographieren. Sie verwandten zuerst die Reflexionsmethode am drehenden Kristall (*NaCl*). Das starke Eindringungsvermögen der Strahlen in den Kristall verlangte zur Erzielung scharfer Spektren dünne Kristalle. Zur Sicherung der Resultate wurde die früher beschriebene Transmissionsmethode herangezogen. Diese lieferte sowohl im Reflexions- wie im Absorptionsspektrum (vgl. dort) gute Übereinstimmung mit den Wellenlängenmessungen am Drehkristall. Tabelle VI enthält die Resultate.

Mit *A* und *B* bezeichnet Rutherford die stärksten Linien. *A* erschien als schwer trennbares Dublett. Aus Absorptionsversuchen im Blei schließt Rutherford, daß die Strahlung mit $\lambda < 1{,}37 \cdot 10^{-9}$ cm *RaC* angehört. Extrapoliert man die Werte für die Wellenlängen der *K*-Serie für *RaB* und *RaC* nach der Moseleyschen Beziehung für $N = 82$ und $= 83$, so erhält man nahe die beobachteten Hauptlinien *A*.

Dagegen besteht für $\lambda < 1{,}37 \cdot 10^{-9}$ cm, insbesondere für $\lambda = 0{,}72 \cdot 10^{-7}$ cm vorerst keine Analogie in den Röntgenspektren: solch kurzen

Tabelle VI.

Durchdringende γ-Strahlung von Radium *B* und Radium *C*.

Reflexionswinkel am Steinsalz	Wellenlänge $\times 10^9$ cm
44′	0,72
B 1^0 6′	0,99
1^0 11′	1,16
1^0 24′	1,37
A 1^0 37′	1,59
1^0 43′	1,69
2^0 0′	1,96
2^0 28′	2,42
2^0 40′	2,62
3^0 0′	2,96
3^0 18′ [1]	3,24
4^0 0′ [1]	3,93
4^0 22′	4,28

Wellenlängen würde eine härtere „*J*-Serie" entsprechen, die kürzlich von Barkla bei den leichten Elementen gefunden sein soll.

Die Absorptionsspektren der Elemente

Barkla hatte bereits die hauptsächlichsten Züge in dem Absorptionsverhalten der Elemente aufgefunden. Als Strahlung benutzte er die charakteristische Fluoreszenzstrahlung der Elemente, die ihrerseits durch Absorption genügend harter, sonst beliebiger primärer Röntgenstrahlung erzeugt worden war. Indem er die Reihe der Elemente als Strahler (der *K*-Serie zumeist) durchlief, variierte er deren Härte stufenweise und konnte so den Absorptionsverlauf in einem gegebenen Element feststellen. Hierbei ergab sich der plötzliche starke Absorptionsanstieg im Fortschreiten nach größerer Härte, der als Energieäquivalent die Emission der Eigenstrahlung des absorbierenden Elementes zur Folge hat. Die erregte (*K*-)Strahlung erwies sich stets weicher als die absorbierte. Mit dieser Erfüllung der Stokesschen Regel war der Vorgang als Fluoreszenz charakterisiert.

Die Kristall-Spektralanalyse gewährt den Vorteil, erstens statt der komplexen *K*-Strahlung die homogene Strahlung (sei es einer Spektrallinie, sei es aus dem kontinuierlichen Spektrum) anzuwenden; zweitens statt des nur in Stufen variierbaren Wellenlängenbereiches der Fluoreszenzstrahlung der Elemente das kontinuierliche Spektrum der Bremsstrahlung zur Absorption gelangen zu lassen.

Die Versuchsanordnung unterscheidet sich kaum von der zur Untersuchung der Linienspektren. Die geringere Intensität des kontinuierlichen Spektrums macht es nötig, breitere Spalte zu

[1] Vielleicht II. Ordnung.

benutzen. Unsere Versuche wurden meist mit 0,4 mm breitem Spalte und 12 cm Abstand: Achse—Platte, gemacht und verlangten im Gebiet der längeren Wellen bei Verwendung eines durchlässigen Lindemannglasfensters und dünner Aluminiumfolie als Kassettenabschluß einige Stunden Exposition bei 5 Milliampere Entladungsstrom. Der exponierte Spektralbereich entsprach hierbei ungefähr einem Drehbereich des *NaCl* von 5 bis 10°. Bequem zur Untersuchung der Absorption ist ein langer Spalt und entsprechend großer Kristall (ca. 4 cm), die mehrere Substanzen gleichzeitig im Spektrum übereinander zu untersuchen erlauben. Folien (bei Metallen) bringt man in schmalen Streifen dicht vor der Kassette längs des Spektrums an; Substanzen (auch als chemische Verbindungen) in Pulverform in einem flachen Papiersäckchen; kleine Blättchen direkt am Spalt. Die passende Dicke der Schichten wird durch einen Probeversuch ermittelt. Sie betrug bei *Fe* z. B. ca. 0,02 mm und kann im kurzwelligen Spektrum stark zunehmen. Die Anwendung des feststehenden Kristalls ist bei der Erzeugung des kontinuierlichen Spektrums völlig auszuschließen. Die Versuche wurden mit der photographischen Methode ausgeführt. Da diese das primäre kontinuierliche Spektrum in eigentümlicher Weise wiedergibt, so gehen wir hierauf zunächst ein.

Das kontinuierliche Röntgenspektrum auf der photographischen Platte dargestellt durch die selektiven Eigenschaften des Bromsilbers. Die zwei komplementären Arten der Absorptionsspektren.

Fig. 11[1]) zeigt das kontinuierliche Spektrum nach einer Aufnahme von Wagner u. Brentano[2]) ohne Zwischenschaltung selektiv absorbierender Medien. *O* ist der überstrahlte Durchstoßpunkt der Primärstrahlung, von hier aus erstreckt sich das Spektrum im Sinne von Null an wachsender Wellenlängen über die merkwürdigen zwei kontinuierlichen Banden *A* und *B* zu den langen Wellen des Wolframlinienspektrums (*L*-Reihe), das nur zum Teil auf die Platte kam. (Wolfram bildete die Antikathode.) Die obere Hälfte II des Spektrums war durch ein 1,4 mm dickes Aluminiumblech abgedeckt, dessen Absorption die langen Wellen völlig auslöscht, insbesondere die Linien und die Bande *B*. Die geringere Absorption der Bandkante A_1 gegenüber *B* kennzeichnet erstere deutlich als härteren Ursprungs: sie ist die Wiederholung der harten kurzwelligen Bande *A* in II. Ordnung. Die zwei Banden *A* und *B* treten stets auf der photographischen Platte auf, unabhängig von der Art des Antikathodenmetalls und dienen so als bequeme Marksteine im Spektrum. Es hat sich einer Vermutung Braggs u. Siegbahns entsprechend ergeben, daß sie durch die selektive Absorption im *Ag* (Bande *A*) und Brom (Bande *B*) hervorgebracht sind. Durch die nach kurzen Wellen zu plötzlich einsetzende verstärkte Absorption der Strahlung in jenen Atomen wird eine erhöhte photographische Wirkung (Sensibilisation) erzeugt, die ohne Zweifel hervorgerufen ist durch die von der absorbierten Strahlung gespeiste Emission der annähernd homogenen *K*-Strahlung der betreffenden Atome. Die Schwärzung im kontinuierlichen Spektrum stellt somit auch nicht annähernd den wahren Intensitätsverlauf des Spektrums der Röntgenstrahlen dar. Die Brombande kommt bei den gewöhnlichen (medizinischen oder Laue-)Röntgenaufnahmen nicht zur Geltung, da das Glas der Röntgenröhren (wie das Aluminium in dem Versuch Fig. 11) die weiche, das Brom stark anregende Strahlung praktisch verschluckt. Die hohe Empfindlichkeit der photographischen Platte gegen Röntgenstrahlen verdankt sie also wesentlich der gerade in das wichtige Härtegebiet fallenden Eigenstrahlung des Silbers; die Schwärzung gewöhnlicher Röntgenbilder ist hiernach letzten Endes hervorgebracht im wesentlichen durch monochromatische Fluoreszenzstrahlung, die mehr oder weniger angeregt wird nach Maßgabe der Intensität und variablen Härte der Primärstrahlung. Das Auftreten der weichen *Wo*-Linien jenseits der beiden Banden (Fig. 11) auf der Platte zeigt an, daß auch unabhängig von den selektiven Gebieten der Bromsilberstrahlungen eine direkte Wirkung der Röntgenstrahlen auf die empfindliche Schicht besteht: diese dürfte das *BrAg*-Molekül betreffen und von derselben chemischen Art wie die Wirkung des Lichtes sein. — Der Nachweis für den geschilderten Ursprung der zwei Banden wurde von Wagner, l. c. 1. durch einen Analogieversuch mit Zinn und 2. durch einen Absorptionsversuch im Silber erbracht.

1. Nachdem Zinnfolie dicht auf die empfindliche Schicht gedrückt war, wurde auf der photographischen Platte von der Glasseite her das Spektrum aufgenommen. Der Effekt war das Auftreten einer der Silberbande *A* ganz analogen Zinnbande *C* (vgl. Fig. 12a). Hier konnte entschieden werden, ob diese Bande durch die Emission von Elektronen- oder Fluoreszenzstrahlung des Zinnes bedingt war. Zwischen Zinn und empfindliche Schicht wurde eine dünne Aluminiumfolie mit einem Fensterschlitz längs des Spektrums gebracht. Die Dicke des Aluminiums war so bemessen, daß die Elektronen

1) Die Figuren 11—13 befinden sich auf Tafel XIII.
2) Sitzber. bayr. Akad. S. 329, 1914.

leicht, die Fluoreszenzstrahlung nicht merklich zurückgehalten werden konnte; andererseits kam Aluminium selbst weder als Absorbens der Primärstrahlung noch als Emittens eigener Strahlungen in Betracht: Der Versuch zeigte keine bemerkbare Schwächung der Zinnbande hinter dem Aluminium an; wir haben daher die Fluoreszenzstrahlung als die Quelle der Zinnbande und daher wohl auch der Silber- und Brombande anzusprechen.

2. Zum quantitativen Nachweis des Ursprungs der Silberbande aus dem Silber der empfindlichen Schicht wurde eine dünne Silberfolie in den Strahlengang längs des Spektrums als Absorbens eingeschaltet. Je nach der Dicke der Folie konnte die Silberbande gerade ausgelöscht oder in ihr Gegenteil verkehrt werden, so daß die Bandkante genau am alten spektralen Ort, aber hell auf dunkel erschien. Vgl. Fig. 13, auf der, dem Negativ der Platte entsprechend, die absorbierten Gebiete hell erscheinen. Zugleich sind noch die Absorptionsspektren der zwei Nachbarmetalle *Cd* und *Pd* wiedergegeben.

Am Zinn wurde der gleiche Umkehrungsversuch zu Fig. 12a wie am Silber angestellt: Fig. 12b zeigt ebenfalls im Negativ den Absorptionsversuch mit der hellen Absorptionsbande *C* auf der dunklen Silberbande, deren Kante *A* ist.

Es bestehen hiernach zwei Wege zur Erzeugung von Absorptionsspektren: Der eigentliche Absorptionsversuch und seine komplementäre Umkehrung, der Emissionsversuch. Der letzte Weg kann in seltenen Fällen Vorteile bringen, z. B. wenn sich dünne Absorptionsschichten nicht herstellen lassen. Andererseits bedingt er Intensitätsverluste besonders im langwelligen Spektrum durch Absorption im Glas oder Film der photographischen Platte sowie Unschärfe der Bandkante infolge des wirksamen Tiefenbereiches der ausgelösten Fluoreszenzstrahlung in dem Absorbens oder infolge mangelnder Berührung von empfindlicher Schicht und Substanz. Im allgemeinen ist daher die eigentliche Absorptionsanordnung vorzuziehen.

W. H. Bragg hat (Proc. Roy. Soc. **89**, 430, 1913) darauf hingewiesen, daß die den reflektierenden Kristall zusammensetzenden chemischen Elemente bereits Veranlassung geben zu einem charakteristischen Absorptionsspektrum. Bei Kristallen aus leichten Elementen (*NaCl*, Diamant, Zucker usw.) würde dieser Einfluß nur für sehr lange Wellen in Frage kommen; bei Zinkblende, Ferrocyankalium und ähnlichen schwereren Kristallen dagegen fällt er in den Bereich mittlerer Wellenlängen. Diese experimentell gefundene Absorptionswirkung zeigt sehr deutlich, daß die Interferenzreflexion keine Oberflächenreflexion ist, sondern aus einem merklichen Tiefenbereich stammt.

Systematische Untersuchungen der Absorptionsspektren der Elemente wurden von E. Wagner[1]) und de Broglie nach der photographischen Methode und mittels des Drehkristalls ausgeführt.

In der *K*-Serie zeigte sich (vgl. die Fig. 13) eine sehr intensive und schroffe Absorptionsbandkante, deren Wellenlänge λ_A von Wagner teils direkt aus den Apparatkonstanten unter möglichster Benutzung der II. Ordnung abgeleitet, teils durch Anschluß an die Moseleyschen Wellenlängenwerte von Spektrallinien erhalten wurde, die gleichzeitig im Spektrum auftraten. Sowohl infolge dieser verschiedenen Herkunft als auch wegen der größeren Spaltweite sowie der Asymmetrie der Bandkante wird nicht die Genauigkeit der Spektrallinienmessungen beansprucht. M. de Broglie teilte kürzlich[2]) analoge Messungen mit; er vermochte ferner durch Anwendung extremer Härte der Coolidgeröhre in der Untersuchung der Elemente bis zur Absorptionsbandkante des Wismuts messend vorzudringen und noch die des Thoriums zu schätzen. Hiermit ist die bisher kürzeste definierte Wellenlänge im Röntgenspektrum erreicht. Sie fällt zusammen mit der stärksten Linie im γ-Spektrum von *RaC*. Sofern keine *J*-Serie besteht, ist die unmittelbar benachbarte Absorptionsbandkante des Urans die kürzeste überhaupt mögliche charakteristische Röntgenwellenlänge. Die kürzeste Wellenlänge der *RaC*-γ-Linien beträgt ca. $^3/_4$ der letzteren. Wahrscheinlich sind im kontinuierlichen Röntgenspektrum der Coolidgeröhre Wellenlängen auch von dieser γ-Kürze erreichbar.

Die Untersuchung der Absorptionsspektren der *L*-Serie durch Wagner ergab zwei inmitten des Linienspektrums der betr. Serie liegende schwache Absorptionsbanden mit scharfen Kanten A_1 und A_2. Die langwellige A_1 ist die intensivere. Die Untersuchung betraf nur Gold und Platin. Im Absorptionsspektrum des Goldes war eine dritte noch schwächere Bandkante A_3 nahe bei A_2 nach kurzen Wellen unsicher angedeutet.

Kürzlich bestätigte de Broglie[3]) die Duplizität der Kanten, dehnte die Untersuchung auf Blei, Thor und Uran aus und konnte auch die dritte Kante an allen 5 Elementen beobachten, aber (offenbar wegen ihrer Schwäche) keine Messungen anstellen.

1) E. Wagner, Ann. d. Phys. **46**, 868, 1915.
2) M. de Broglie, C. R. **163**, 87, 1916.
3) de Broglie, C. R. **163**, 354, 1916.

Tabelle VII.

Die Wellenlänge $\lambda \times 10^8$ cm der Absorptionsbandkanten der Elemente.

K-Reihe				*L*-Reihe					
N	Element	λ_{A_1}		N	Element	λ_{A_1}	λ_{A_2}	λ_{A_3}	λ_{A_4}
		Wagner	de Broglie			Wagner		de Broglie	
26	*Fe*	1,750	—	78	*Pt*	1.072	0.934	1.067	—
28	*Ni*	1 502	—	79	*Au*	1,042	0,914	1,037	0.898
29	*Cu*	1,386	—	82	*Pb*			0,945	0,811
35	*Br*	0,926	0,913	90	*Th*			0,756	—
37	*Rb*	—	0,809	92	*U*			0,718	0,588
38	*Sr*	—	0,764						
40	*Zr*	—	0,681						
41	*Nb*	—	0,645						
42	*Mo*	—	0,611						
46	*Pd*	0,513	0,503						
47	*Ag*	0,490	0,479						
48	*Cd*	0,468	0,458						
50	*Sn*	0,425	0,419						
51	*Sb*	0,405	0,399						
52	*Te*	0,383	0,383						
53	*J*	0,369	0,366						
55	*Cs*	—	0,338						
56	*Ba*	0,331	0,325						
57	*La*	—	0,310						
58	*Ce*	0,298	0,298						
60	*Nd*	0,282	—						
66 + 68	*Er* + *Ho*	ca. 0,227	—						
78	*Pt*	—	0,150						
79	*Au*	—	0,146						
80	*Hg*	—	0,143						
81	*Tl*	—	0,139						
82	*Pb*	—	0,135						
83	*Bi*	—	0,131						
90	*Th*	—	ca. 0,1						

Vorstehende Tabelle enthält die Resultate für die *K*- und *L*-Serie.

Wie aus der Tabelle ersichtlich, sind die Wellenlängen λ_A der Absorptionskanten der Elemente charakteristisch für ihre Stellung N (Ordnungszahl) im periodischen System; es besteht zwischen der Quadratwurzel aus den Frequenzen $\sqrt{\nu_A}$ und N dieselbe angenähert lineare Abhängigkeit wie die Moseleysche für die Linienfrequenzen: $\sqrt{\nu_A} = \text{konst.} \cdot (N - 3{,}5)$. Auch hier ist die Kurve keine strenge Gerade, sondern es zeigen die $\sqrt{\nu_A}$-Werte bei großem N ein beschleunigtes Wachstum.

Aus dem Absorptionsspektrum ist also die chemische Natur einer Substanz ebenso sicher und eindeutig zu ermitteln, wie aus den Fluoreszenzspektren. Bemerkenswert ist die vergleichsweise große technische Einfachheit, Absorptionsspektren zu erzeugen. Der Stoff ist außerhalb der Röntgenröhre in den Strahlengang zu bringen; er bleibt darum unverändert beim Versuch und kann auch in jeder Art chemischer Verbindung verwendet werden. Mehrere Stoffe können gleichzeitig und in minimalen Mengen untersucht werden. Die Nachteile gegenüber dem Linienspektrum sind: die größeren Expositionszeiten besonders im langwelligen Spektrum, die Unschärfe durch den weiteren Spalt, die geringere Deutlichkeit der Kanten gegenüber den Linien, wenn diese von geringen Stoffmengen herrühren (z. B. als Verunreinigungen).

Die Schärfe der Absorptionsbandkante hat sich nach photometrischen Untersuchungen des Verf. an der Brombandkante *d* im *Pt*-Spektrum (Fig. 4) als ebenso groß erwiesen wie die der Linien. Da die Breite letzterer völlig erklärt wird durch Spaltweite, Eindringtiefe der Strahlung in den Kristall und Abbildungsfehler des Drehkristalls, so bleiben keine Andeutungen übrig, die auf eine endliche spektrale Breite schließen lassen. W. Kossel[1]) hat aus Absorptionsversuchen mit Angerer von sekundären spektral nicht zerlegten *K*-Strahlungen passender Elemente in Gold den Schluß ziehen zu können geglaubt, daß eine endliche Breite im Verlauf des Absorptionssprunges sich geltend mache. Er stellte nämlich den auffallenden Befund Barklas nochmals fest, wonach ein mittlerer Absorptionswert zwischen dem minimalen und maximalen in-

1) W. Kossel, Verh. d. D. phys. Ges. **18**, 346, 1916.

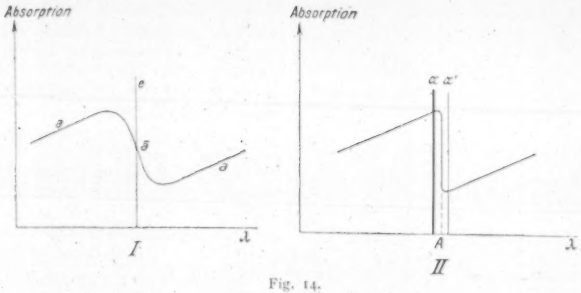


Fig. 14.

mitten des Absorptionssprunges gefunden wird, und zwar für die K-Strahlung des Broms. Kossel erblickt in diesem Faktum das Ergebnis einer mittleren Absorption a (vgl. Fig. 14 I) einer zur spektralen Breite des Absorptionssprunges vergleichsweise monochromatischen Strahlung e des Br, die zufällig genau in den Sprung fällt.

Indessen hat Verf. durch Spektralaufnahmen direkt zeigen können, daß obiges Versuchsresultat durch die komplexe Natur der K-α-Strahlung (α- und α'-Linie) des Br vorgetäuscht wird, indem die scharfe Goldabsorptionskante A gerade zwischen die zwei Komponenten hineinfällt (vgl. Fig. 14 II). Es ist einleuchtend, wieso hier ohne Annahme einer spektralen Breite der Kante ein mittlerer Absorptionswert der Gesamtstrahlung ($\alpha + \alpha'$) zustande kommt.

Über den quantitativen Verlauf des Absorptionskoeffizienten im Spektrum liegen wenig ausgedehnte Messungen von W. H. Bragg und S. E. Peirce[1]) vor. Sie maßen mit Ionisationsmethode und Kristallspektrometer die Absorption der spektral zerlegten K-Strahlungen (der zwei Linien α und β) der drei Antikathodenmetalle Ag, Pd, Rh in 10 Metallen. Infolge dieser Anwendung diskreter Wellenlängen kann in den Versuchen der scharfe Absorptionssprung nicht in Erscheinung treten und sein genauer Ort nicht gefunden werden. Als zusammenfassende Formel ergab sich:

$$A = C \cdot N^4 \cdot \lambda^3,$$

A ist der Atomabsorptionskoeffizient, d. i. der gewöhnliche Absorptionskoeffizient, dividiert durch die Anzahl der Atome im ccm der Substanz.

N ist die Ordnungszahl des absorbierenden Elementes, λ die Wellenlänge.

$C = 1{,}79 \cdot 10^{-6}$ im kurzwelligen Gebiet unmittelbar nach dem Absorptionssprung,
$= 0{,}235 \cdot 10^{-6}$ im langwelligen Gebiet unmittelbar vor dem Absorptionssprung.

Hiernach beträgt der Sprung des Absorptionskoeffizienten in der K-Serie 7,6. Die angeführte Wellenlängenabhängigkeit der Absorption konnten Bragg und Peirce nicht ihren Messungen entnehmen wegen des zu geringen Spektralbereiches; sie war bereits früher von mehreren Autoren[1]) abgeleitet worden auf Grund der ausgedehnten Absorptionsmessungen von Barkla und Sadler. Zu diesem Zweck wurde die mittlere Wellenlänge der verwandten (komplexen!) K-Strahlungen der Elemente aus den Tabellen von Moseley bzw. Siegbahn entnommen. Der Mangel an Homogenität der absorbierten K-Strahlung in den Barklaschen Versuchen dürfte das Resultat nicht sehr stark beeinflussen.

Fig. 15 zeigt schematisch den für alle Elemente typischen Absorptionsverlauf im K-Gebiet in der üblichen Darstellung des log der Absorptionskoeffizienten gegen den log der Wellenlängen. Bemerkenswert scharf und spektral umfassend für dasselbe Element ist die lineare Beziehung in der logarithmischen Darstellung, d. h. eine rein exponentielle zwischen Absorptionskoeffizient und Wellenlänge selbst. Sogar beim Durchschreiten der diskontinuierlichen Gebiete der K- und L-Absorption bleibt der Exponent numerisch erhalten. Für verschiedene Elemente schwankt der Exponent zwischen 2,9 (Platin) und 2,5 (Aluminium). Im Mittel ergibt sich für den Absorptionskoeffizienten a

$$a = \text{const.}\ \lambda^{2{,}7}.$$

Nach Rutherford bewährt sich diese Beziehung bis zu den kürzesten Wellenlängen der

1) W. H. Bragg und S. E. Peirce, Phil. Mag. **28**, 626, 1914.

1) C. G. Darwin, Phil. Mag. **27**, 330, 1914; M. Siegbahn, diese Zeitschr. **15**, 753, 1914; W. Kossel, Verh. d. D. phys. Ges. **16**, 898, 1914; E. Rutherford, Phil. Mag. **28**, 272, 1914.

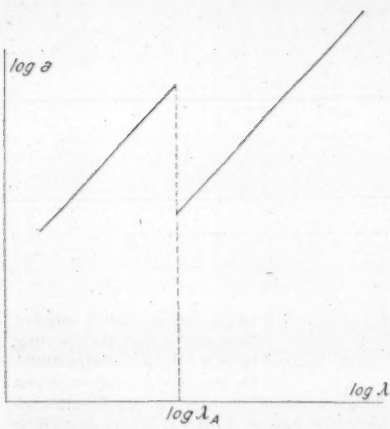


Fig. 15.

γ-Strahlung. Sie erlaubt daher in bequemer Weise — wenn homogene Strahlung vorliegt — aus dem Absorptionskoeffizienten die Wellenlänge abzuleiten.

Beziehungen zwischen Absorptionsspektrum und Linienemissionsspektrum der Elemente (Stokessches Gesetz der Fluoreszenz).

Die Linienemission der Elemente wird gewöhnlich in der Entladungsröhre durch Kathodenstrahlen erzeugt. Es ist für unsere Betrachtungen wichtig, voraus zu bemerken, daß das Spektrum ungeändert bleibt, wenn es durch Absorption von Röntgenstrahlen hervorgebracht wird, wie die Versuche von de Broglie, Glagolew und Siegbahn lehren, die bei einzelnen Elementen diese Barklasche Sekundärstrahlung spektrographieren konnten.

Der energetische Zusammenhang zwischen Absorptions- und Linienspektrum tritt in dem oben erläuterten Doppelversuch am Zinn in dem einfachen Falle der K-Serie besonders anschaulich hervor. Sobald, von langen Wellenlängen herkommend, in der auffallenden Strahlung die Wellenlänge c der Absorptionsbandkante erreicht wird, setzt plötzlich eine starke Vermehrung der Absorption im Zinn ein (Fig. 12b); diese sprunghaft vermehrte Aufnahme strahlender Energie tritt — mindestens teilweise — in der ebenso sprunghaft einsetzenden Abgabe neuer, vorher nicht vorhandener, strahlender Energie (Fig. 12a) wieder zutage: diese ist die K-Linienemission.

Das diese Emission speisende Absorptions- bzw. Erregungsgebiet erstreckt sich im Spektrum von der Erregungsgrenze λ_A kontinuierlich unbegrenzt weiter nach den kurzen Wellen; es ist nicht auf schmale spektrale Absorptionsstellen beschränkt wie denn die Analogie zu den Fraunhoferschen Absorptionslinien völlig im Röntgenspektrum fehlt.

Der auf gleiche einfallende Primärintensität bezogene Emissionskoeffizient E (der K-Strahlung) findet sich proportional der vierten Potenz der erregenden Wellenlänge λ:

$$E = \text{const. } \lambda^4.$$

Diese Beziehung folgerte R. Glocker[1]) aus den Messungen von Sadler, indem er die Wellenlängen der bei jenen Versuchen erregenden K-Strahlungen der Elemente den Siegbahnschen Tabellen entnahm. Der Gültigkeitsbereich dieser Beziehung beschränkt sich vorerst auf die drei benachbarten Metalle Fe, Cr, Cu und auf den Wellenlängenbereich 1 zu 3.

Die Stärke A der Absorption fanden wir oben proportional der 2,7ten Potenz der (die K-Strahlung) erregenden Wellenlänge λ:

$$A = \text{const. } \lambda^{2,7}.$$

W. Schottky[2]) weist darauf hin, daß aus der Kombination der beiden Gleichungen für die Ausbeute Q an K-Strahlung (auf gleiche absorbierte Energie bezogen) ungefähr (indem er 2,7 durch 3 approximiert) folgt:

$$Q = \frac{E}{A} = \text{const.} \cdot \lambda.$$

Dies Resultat findet Schottky in Übereinstimmung mit der Einsteinschen Quantentheorie der Absorption.

Der, soweit die Messungen gehen, gleichmäßige (stufenfreie) Intensitätsverlauf innerhalb der K-Absorption läßt es wahrscheinlich erscheinen, daß alle Linien der K-Serie in einem zusammenhängenden Akt erregt werden und nicht etwa die einzelnen Linien ihre eigenen spektral getrennten Erregungsgrenzen haben. Dies wird erhärtet durch später anzuführende Untersuchungen über die Erregungsbedingungen der Serienlinien durch Kathodenstrahlen.

Der Vergleich der Wellenlänge der erregten K-Linien mit der Wellenlänge λ_A der Erregungsgrenze führte[3]) zu dem für alle Elemente gültigen Satz: Die Wellenlänge aller erregten K-Linien ist länger als die längste unter den erregenden, d. i. die Wellenlänge λ_A der Erregungsgrenze. Speziell erweist sich

1) R. Glocker, diese Zeitschr. 17, 488, 1916.
2) W. Schottky, diese Zeitschr. 17, 582, 1916.
3) E. Wagner, Ann. d. Phys. 46, 868, 1915.

die kürzeste Wellenlänge λ_γ im K-Spektrum als eben merklich noch länger als λ_A. Mit dieser strengen Erfüllung des Stokesschen Gesetzes ist der hier obwaltende Mechanismus als Fluoreszenz gekennzeichnet.

Die organische Einheit von Absorptions- und Emissionsvorgang zeigt sich sinnfällig in der Koinzidenz der Seriengrenze (Häufungsstelle der Serienlinien nach der kurzwelligen Seite im Spektrum) mit der Absorptionsbandkante (vgl. Fig. 16). Wagner untersuchte diese Verhältnisse genauer am *Pd*, indem

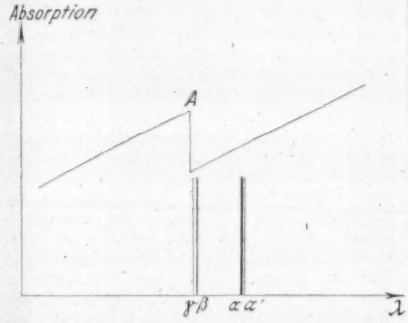


Fig. 16.

er die *Pd*-*K*-Linien (und zwar in der erhöhten Dispersion der II. Ordnung) gleichzeitig mit der *Pd*-Absorption spektrographierte.

Das Spektralintervall zwischen Absorptionskante und der kurzwelligen γ-Linie war nicht mehr zuverlässig meßbar; mit Sicherheit jedoch steht die γ-Linie selbst noch außerhalb der starken K-Absorption.

Die merkliche Koinzidenz der γ-Linie mit der Absorptionskante wurde von Wagner[1]) ferner an *Ag*, *Cu*, *Ni*, *Fe* festgestellt, wobei die Wellenlänge λ_A an die Linienmessungen Moseleys angeschlossen war (vgl. folgende Tabelle).

Tabelle VIII.

Element	λ_A	λ_γ
Silber	0,490 Å	0,491 Å
Palladium	0,513	0,513
Kupfer	1,386	1,390
Nickel	1,502	1,500
Eisen	1,759	1,760
Wolfram	0,171	0,171

Der Wert λ_A für Wolfram ist durch erlaubte Extrapolation der $\sqrt{\nu}_A$-Werte von Nachbarelementen bei de Broglie[1]) gewonnen. Der Wert für λ_γ wurde — wohl mit einiger Unsicherheit — aus den de Broglie schen Messungen von λ_α und λ_β durch Differenzbildung erhalten gegen die (absolut mit diesen etwas differierenden) Messungen der gesamten K-Serie λ_α $\lambda_{\alpha'}$ λ_β λ_γ von Ledoux-Lebard u. A. Dauvillier[2]).

Bildet man das Wellenlängenverhältnis der stärksten (α-)Linie zur Absorptionsbandkante $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_A}$, so findet man den Wert dieses „Stokesschen Sprunges" der Wellenlängen für die verschiedenen Elemente annähernd gleich. Er wächst von 1,11 beim *Fe* ($N = 26$) bis zu 1,19 beim *Wo* ($N = 74$). Ähnliches gilt, nebenbei bemerkt, für das Verhältnis $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\beta}$.

In der L-Serie herrschen weniger durchsichtige Verhältnisse. Entsprechend den zwei (bzw. drei) nahe benachbarten und sich überlagernden Absorptionsgebieten, sind mehrere übereinander greifende Liniensysteme zu erwarten.

Folgende vom Verf. vorgeschlagene Zuordnung hat sich bewährt:

Das langwelligere Absorptionsgebiet A_1 speist die Linien α und γ.

Das kurzwelligere Absorptionsgebiet A_2 speist die Linien β und δ.

Diese Zuordnung (auf Fig. 17 am *Pt*-Spek-

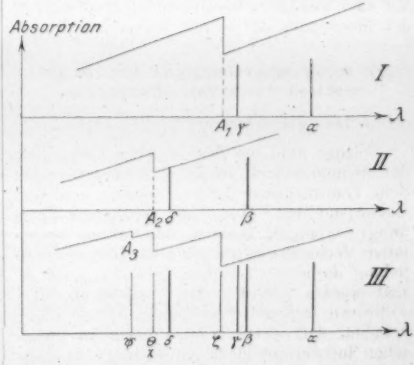


Fig. 17.

trum veranschaulicht) erfüllt in jedem Gebiet das Stokessche Gesetz; sie trägt auch einer Beobachtung Moseleys und Darwins Rech-

1) E. Wagner, Sitzber. bayr. Akad. S. 33, 1916.

1) M. de Broglie, C. R. **162**, 596, 1916.
2) Ledoux-Lebard u. A. Dauvillier, C. R. **163**, 754, 1916.

nung, nach welcher β und γ in von den Entladungsspannungen stark abhängigem Intensitätsverhältnis erregt werden. Bei den Elementen mit wachsender Atomnummer N sondern sich die zwei Liniensysteme spektral immer mehr, so daß sie bei den zwei schwersten Thor und Uran bereits völlig, d. h. soweit getrennt liegen, daß $\lambda_{A_1} > \lambda_\beta$[1]), daß also allein schon auf Grund des Stokesschen Gesetzes A_1 nicht für die Erregung des zweiten Systems β und δ in Frage kommen kann. Hierdurch erscheint unsere Zuordnung völlig gesichert.

Die kurzwelligste Linie ψ ist noch kürzerwellig als λ_{A_2}. Dies bedeutete einen ernsten Einwand gegen das Stokessche Gesetz, solange ein noch kurzwelligeres neues Absorptionsgebiet nicht gefunden ward. Die nunmehr von de Broglie sichergestellte dritte Kante A_3, für die er angibt $\lambda_{A_3} < \lambda_{A_2}$, dürfte den Einwand beseitigt haben. Vermutlich koinzidiert A_3 mit ψ.

Für den „Stokesschen Sprung" der Wellenlängen ergeben sich im L-Gebiet die Werte:

$$\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{A_1}} = 1{,}24 \text{ und } \frac{\lambda_\beta}{\lambda_{A_2}} = 1{,}20 \text{ (für } Pt \text{ u. } Au\text{)}.$$

Ein Vergleich mit dem entsprechenden Stokesschen Sprung in der K-Serie muß sich auf gleiche Elemente beziehen. Die Messungen am benachbarten Wolfram ergeben:

$$(K\text{-Serie}) \quad \frac{\lambda_\alpha}{\lambda_A} = 1{,}19.$$

Diese annähernde Gleichheit der Werte deutet auf eine wichtige Ähnlichkeit im Mechanismus der Fluoreszenz der beiden Serien.

Die Erregungsbedingungen der Röntgenspektren durch Kathodenstrahlen.

I. Das kontinuierliche Spektrum.

Solange man mit den üblichen Hilfsmitteln der Röntgentechnik arbeitete, insbesondere mit dem Transformator die pulsierenden, von dem Gaszustand der Röhre stark abhängigen Spannungen erzeugte, konnten einwandfreie quantitative Versuchsresultate über die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum nicht erzielt werden. Unter den qualitativen Vorarbeiten sei die Feststellung Friedrichs[2]) erwähnt, daß harte Primärstrahlen im Laueschen Interferenzbild die Schwärzung von Interferenzflecken kurzwelliger Strahlung verstärkten. Schon vorher gelang es Moseley u. Darwin[3]) mit ihrer sehr fein ausgebildeten Ionisationsmethode und dem Kristallspektrometer unter annähernd konstanten Spannungen die Verteilungskurve der Ionisation in mehreren Spektralordnungen aufzunehmen. Sie fanden eine steil vom kurzwelligen Ende her aufsteigende Kurve mit scharfem Maximum bei $\lambda = 0{,}4$ Å für eine „weiche" Röhre. Das Spektrum erstreckte sich in merklicher Intensität über ca. $2^1/_2$ Oktaven. Der Ort des Maximums sowie die gesamte Verteilungskurve erwies sich stark vom Zustand der Röhre abhängig, insbesondere rückte das Maximum bei höheren Spannungen zu kürzeren Wellenlängen.

Unter vollendeten Versuchsbedingungen: der gasfreien fein regulierbaren Glühkathodenröhre von Coolidge und einer Akkumulatorenbatterie von 20000 Zellen wurden kürzlich die Versuche von Duane u. Hunt[1]), Webster[2]) und Hull u. Rice[3]) einwandfrei durchgeführt. Duane u. Hunt maßen die „Isochromaten" im Spektrum, d. h. sie maßen die Ionisation einer Röntgenstrahlung bestimmter Wellenlänge in Abhängigkeit vom Potential. Die Ionisationskammer bleibt also beim Versuch in fester Reflexionsstellung. Die erhaltenen Kurven zeigen, daß die Intensität erst nach Überschreitung eines sehr bestimmten Minimalwertes V_0 der Spannung „merklich" wird (vgl. Fig. 18). Das

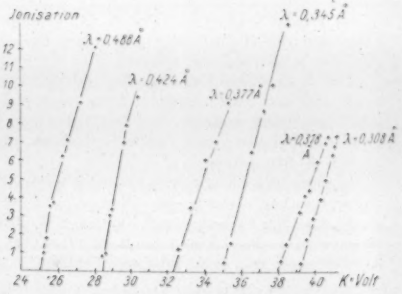


Fig. 18.

lineare, nicht asymptotische, Anwachsen der Intensität von null an berechtigt anzunehmen, daß hier nicht nur ein für die Empfindlichkeit der Methode bestehender, sondern ein wirklicher Schwellenwert vorliegt. Hiernach existiert im kontinuierlichen Spektrum nach der kurzwelligen Seite eine scharf definierte kürzeste Grenzwellenlänge

1) Dies folgt mit Sicherheit aus Frimans Zahlen, wenn nach des Verf. Vermutung (Sitzber. bayr. Akad. S. 38, 1916) A_1 mit ζ koinzidiert, was nach de Broglies Angaben sich zu bestätigen scheint. Die direkten Wellenlängenmessungen liefern für Uran: $\lambda_{A_1} = 0{,}718$ Å, $\lambda_\beta = 0{,}720$ Å.
2) W. Friedrich, Ann. d. Phys. **44**. 1169, 1914.
3) J. Moseley u. G. Darwin, Phil. Mag. **26**, 210, 1913.

1) W. Duane u. F. L. Hunt, Phys. Rev. **6**, 166, 1915.
2) D. L. Webster, Proc. Amer. Acad. **2**, 90, 1916.
3) A. W. Hull u. M. Rice, Proc. Amer. Acad. **2**, 265, 1916.

$\lambda_{min.}$ (oder eine Maximalfrequenz $\nu_{max.}$) bei gegebener Entladungsspannung V_0.

Es ergab sich als Abhängigkeit zwischen $\lambda_{min.}$ und V_0 mit einer Genauigkeit von einigen Prozenten das sehr einfache Gesetz:

$$V_0 \cdot \lambda_{min} = \text{const}$$

bzw.

$$V_0 = \text{const} \cdot \nu_{max.} = k \cdot \nu_{max.}$$

Das untersuchte Wellenlängengebiet erstreckte sich von 0,488 Å bis 0,308 Å entsprechend dem Intervall von 25000 bis 39000 Volt.

In der ersten Form erkennt man das Wiensche Verschiebungsgesetz wieder, in der zweiten die Einsteinsche Gleichung:

$$e \cdot V = h \cdot \nu$$

e = Ladung des Elektrons
h = Plancksche Strahlungskonstante.

Die Konstante k in der Duane-Huntschen Gleichung stimmt nun in bemerkenswerter Weise überein mit $\left(\frac{h}{e}\right)$ in der Einsteinschen Formel.

Nimmt man für e den Millikanschen Wert $4{,}77 \cdot 10^{-10}$ e. st. E. und darnach für die Gitterkonstante des verwandten Kalkspates den Braggschen Wert $3{,}03 \cdot 10^{-8}$ cm, so wird

$$h = k \cdot e = 6{,}50 \cdot 10^{-27}.$$

Mit der gleichen Versuchsanordnung (Coolidgerohr mit Rhodiumantikathode) erhielt D. L. Webster

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \text{ bzw. } 6{,}52 \cdot 10^{-27}$$
bei $\lambda = 0{,}548$ Å bzw. 0,558 Å.

Wir stellen dem die mit anderen Methoden gefundenen h-Werte zur Seite:

Planck I	$6{,}55 \cdot 10^{-27}$	Wärmestrahlung
II	6,41	
Sommerfeld	6,51	Quantentheorie der Spektrallinien unter Anlehnung an die Wärmestrahlung
Millikan	6,57	Photoelektrischer Effekt
Duane-Hunt	6,50	λ_{min} im Röntgenspektrum.
Webster	6,53	

Hull dehnte die Untersuchungen der letzten Forscher bis zu 100000 Volt konstanter Spannung aus; hier erhielt er $\lambda_{min.} = 0{,}142$ Å; dem entspricht $h = 7{,}5 \cdot 10^{-27}$. Mit geringerer Genauigkeit konnte bis 150000 Volt gemessen werden, wo sich $\lambda_{min.} = 0{,}08$ Å ergab; daraus folgt $h = 6{,}4 \cdot 10^{-27}$. Hull u. Rice veröffentlichten auch ein mit dem Drehkristall ($NaCl$) photographisch aufgenommenes Spektrum am Wolfram bei 100000 Volt konstanter Spannung. Das schroff abbrechende kurzwellige Ende ist deutlich erkennbar, doch fehlen genauere Diskussionen darüber, inwieweit die Reflexionsverhältnisse am Kristall bei fast streifender Inzidenz ($\varphi = 1^1/_2{}^0$) selbst die Intensität im gleichen Sinne beeinflussen konnten.

Erstaunlich umfassend stellt sich nach den obigen Ergebnissen der Gültigkeitsbereich der Einsteinschen Beziehung dar. Sie bewährt sich in quantitativer Schärfe von der Lichtwellenlänge bis zu den kürzesten Wellenlängen im Röntgenspektrum, d. i. im Verhältnis von 1 : 150000.

Da die Messungen von h im Gebiete des Röntgenspektrums so hohe Potentiale verwenden, daß gegen sie die beim photoelektrischen Effekt störenden Kontaktpotentiale verschwinden, so dürften sie eine Präzisionsmessung der wichtigen Quantenkonstanten h ermöglichen.

Die numerische Übereinstimmung des im Röntgengebiet erhaltenen Wertes von h mit dem auf mehrfach andere Weise gefundenen Werte ist ein starker Beweis für die Richtigkeit der absoluten Wellenlängenbestimmung, wie sie aus den Braggschen Folgerungen über den Bau der Kristalle hervorgeht.

Die Messung der spektralen Energieverteilung bei konstantem Potential wurde als — weniger genaue — Ergänzung der Isochromatenmessung ebenfalls von den oben genannten Autoren ausgeführt. Fig. 19 gibt eine von Duane und Hunt mitgeteilte Kurve

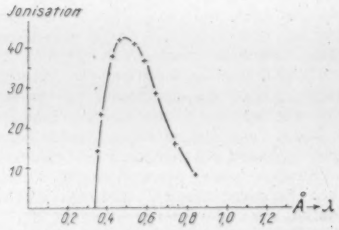


Fig. 19.

wieder. Charakteristisch ist der steile Absturz zu dem Schwellenwert der kürzesten Wellenlänge. Es ist jedoch zu beachten, daß diese Kurven sämtlicher Autoren nicht die wahre Energieverteilung im Spektrum zum Ausdruck bringen, sondern nur die, von der Wellenlänge abhängige, Ionisierung der bis zur Ionisationskammer gelangenden und in ihr absorbierten Strahlung darstellen. Einwandfrei bleibt vorerst nur der Schwellenwert der Wellenlänge. Doch dürfte auch der Ort des Maximums im wesentlichen richtig sein. Hull u. Rice finden für:

50000 60000 70000 Volt

als Wellenlänge des Maximums:

2,4 2,6 2,75 · 10^{-9} cm.

Rutherford, Barnes u. Richardson[1]) stellten gleichfalls die Existenz der kurzwelligen „Endstrahlung" im kontinuierlichen Spektrum bei konstantem Potential fest und untersuchten die Abhängigkeit ihrer Härte vom Potential bis zu 175000 Volt. Indessen sind ihre Resultate nicht in Übereinstimmung mit den einfachen soeben geschilderten Ergebnissen; sie fanden vielmehr mit dem Potential wachsende Abweichungen von der Einsteinschen Gleichung in dem Sinne zu großer $\lambda_{min.}$ (d. i. zu großer Werte für h) bei gegebenem Potential. Es schien sich $\lambda_{min.}$ mit wachsendem Potential sogar einer festen Grenze $= 1{,}72 \cdot 10^{-9}$ cm zu nähern.

Indessen dürfte hier nach der Meinung des Verf. den Autoren eine Täuschung widerfahren sein, die bedingt ist durch die Untersuchungsmethode der kürzesten Wellenlänge, verbunden mit dem Auftreten des starken K-Linienspektrums des Wolframs bei jenen hohen Potentialen. Die Strahlung war nicht spektral zerlegt, sondern es wurden der Gesamtstrahlung durch starke nicht selektive Absorption ihre weicheren Bestandteile soweit entzogen, bis die harte Reststrahlung einen von der Dicke unabhängigen Absorptionskoeffizienten μ im Aluminium zeigte. Hierdurch schien die Homogenität der Reststrahlung gesichert und definiert; aus μ konnte dann auf $\lambda_{min.}$ durch das oben mitgeteilte Gesetz $\mu = \lambda^{2,7} \cdot$ const geschlossen werden. Oberhalb 70000 Volt beginnt nun aber die Strahlung der Wolframlinien am kurzwelligen Ende des Spektrums mit so stark wachsender Intensität bei zunehmender Spannung, daß dagegen das kontinuierliche Spektrum, insbesondere dessen schwächeres Ende zurücktritt. Das Resultat einer Absorptionsanalyse eines solchen Strahlengemisches wird das Rutherfordsche sein: die große Intensität der im Spektrum fest bleibenden Linienstrahlung mit $\lambda_\beta = 0{,}17$ Å verdeckt die schwache Intensität des in Wahrheit sich mit wachsendem Potential gesetzmäßig weiter verschiebenden kurzwelligen Endes des kontinuierlichen Spektrums und täuscht eine feste Endstrahlung von $\lambda = 0{,}17$ Å vor. Man vergleiche hierzu die mit der Ionisationsmethode aufgenommenen Spektren von Hull u. Rice am Wolfram in Intervallen von je 10000 Volt zwischen 40000 und 90000 Volt, die das Gesagte augenscheinlich bestätigen.

Ähnliche Resultate wie die Rutherfordschen sind bei Versuchen bis 140000 Volt von Ledoux-Lebard u. Dauvillier[1]) erhalten worden; sie finden ebenfalls eine starke Verminderung von $\nu_{max.}$ gegenüber der Einsteinschen Gleichung bei hohen Potentialen. Ihre Methode war die photographische Kristallspektrometrie.

Angesichts der vorzüglichen Versuchsbedingungen und Resultate bei Webster und Hull u. Rice scheint uns eine Abweichung von der Einsteinschen Gleichung nicht sichergestellt zu sein.

II. Die Erregungsbedingungen des Linienspektrums der K-Serie durch Kathodenstrahlen.

D. L. Webster untersuchte die Linienerregung des Rhodiums als Antikathode in einer Coolidgeröhre nach der Isochromatenmethode. Wird der Spalt der Ionisierungskammer auf den Ort der Wellenlänge λ_α fest eingestellt, die der reflektierten Strahlung des α-Dubletts der K-Serie entspricht, so beginnt erst nach Überschreitung einer bestimmten Minimalspannung V_α die Intensität der betreffenden Strahlung merklich zu werden. Mit wachsendem Potential erfolgt ein nahezu linearer Anstieg der Intensität (vgl. Fig. 20) bis zu dem Potential V_k, wo

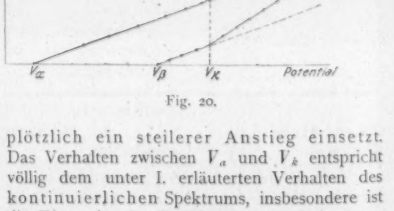


Fig. 20.

plötzlich ein steilerer Anstieg einsetzt. Das Verhalten zwischen V_α und V_k entspricht völlig dem unter I. erläuterten Verhalten des kontinuierlichen Spektrums, insbesondere ist die Einsteinsche Beziehung numerisch genau erfüllt: $V_\alpha \cdot \lambda_\alpha = \frac{h}{e}$. Da ein in spektraler Nähe von λ_α angestellter Isochromatenversuch einen Knick analog dem bei V_k nicht zeigt, so bedeutet offenbar V_k das Erregungspotential der α-Linien, deren Strahlung von hier ab mit wachsendem Potential selbst anwächst und

1) Rutherford, Barnes u. Richardson, Phil. Mag. **30**, 339, 1915.

1) C. R. **163**, 754, 1916.

sich der Strahlung derselben Wellenlänge im kontinuierlichen Spektrum superponiert.

Ein analoger Versuch an der β-Linie ergab das gleiche Erregungspotential V_k (vgl. Fig. 20). Da β kurzwelliger ist als α, so ist der Bereich $V_k - V_\beta$, innerhalb dessen der λ_β entsprechende kontinuierliche Spektralbereich allein erregt wird, kleiner als bei der α-Linie. Die γ-Linie ist nicht untersucht; es ist aber anzunehmen, daß für sie dasselbe Erregungspotential V_k besteht. V_k ist nach Webster 1,3 Proz.[1]) größer als die Minimalspannung V_γ zur Erregung von λ_γ im kontinuierlichen Spektrum. Beim Erregungspotential V_k selbst fällt also die kürzeste Wellenlänge (γ) im diskontinuierlichen Spektrum ungefähr zusammen mit der kürzesten Wellenlänge im kontinuierlichen Spektrum, während die langwelligeren Linien β und α dabei auf dem Hintergrund des bereits erregten kontinuierlichen Spektrums entstehen. Das wesentliche Ergebnis der Versuche lautet: Alle Linien der K-Serie haben das gleiche scharf definierte Erregungspotential V_k der erzeugenden Kathodenstrahlen; die Linien sind daher einzeln nicht erregbar.

Die Fluoreszenzemission der K-Linien stellt sich hiernach als ein einheitlicher Akt dar, wie dies oben bereits auf Grund ihrer Erregungsweise durch Absorption wahrscheinlich gemacht werden konnte. Diese Einheitlichkeit findet eine Bestätigung in dem weiteren Versuch Websters, der das gleiche Intensitätsverhältnis der α- zur β-Linienemission ergab in einem beträchtlichen Intervall von Potentialen, mit deren Wachstum die Linienemission beschleunigt anstieg.

Das Erregungspotential V_k der K-Serienemission und ihre Erregungsgrenze V_λ im Absorptionsspektrum entsprechen offenbar einander und erlauben auf sie die Einsteinsche Äquivalenzgleichung von Potential und Frequenz anzuwenden:

$$e \cdot V_k = h \cdot \nu_\lambda .$$

V_k ist für Rhodium = 23250 Volt nach Websters Messungen. Aus Wagners Messungen von $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\lambda} = 1{,}145$ folgt mit $\lambda_\alpha = 0{,}616 \cdot 10^{-8}$ cm (Siegbahn)

$$\lambda_\lambda = 0{,}537 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Mit diesen Daten und dem Millikanschen e folgt:

$$h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$$

in genügender Übereinstimmung mit den früheren Werten für h.

Mit dieser Verknüpfung der beiden scharfen Schwellenwerte in der Erregungsart des Fluoreszenzmechanismus ist ein neuer interessanter Geltungsbereich der Einsteinschen Beziehung gewonnen, aus dem ein zweiter Weg zu einer Präzisionsbestimmung von h sich ergibt.

(Fortsetzung folgt.)

1) Nach Tab. 8 ist λ_λ merklich gleich λ_γ und würde die Differenz zwischen V_k und V_γ kleiner sein als 1,3 Proz. (vgl. unten).

BESPRECHUNGEN.

H. Buchholz, Angewandte Mathematik. Das mechanische Potential und seine Anwendung zur Bestimmung der Figur der Erde (Höhere Geodäsie). Mit einem ergänzenden Anhang über das elastische und hydrodynamische Potential (auf Grund von Vorlesungen Ludwig Boltzmanns). Zweite verbesserte und vermehrte Auflage. gr. 8°. XXXVIII und 820 S. mit 237 Textfiguren. Leipzig, J. A. Barth. 1916. Preis geb. M. 30.—

Der Titel „Angewandte Mathematik" — unter welcher Abkürzung das Buch doch im allgemeinen zitiert werden dürfte — ist leider geeignet leicht übersehen zu lassen, daß es sich hier um Potentialtheorie für die Bedürfnisse der höheren Geodäsie handelt und daß der bescheiden als Anhang bezeichnete, 198 Seiten starke dritte Teil des Werkes eine dem Physiker höchst wertvolle Bearbeitung Boltzmannscher Vorlesungen bildet, die, ebenso wie der erste 244 Seiten umfassende Teil über das mechanische Potential, welcher auch Boltzmannschen Vorlesungen (Wintersemester 1892/93) seine Entstehung verdankt, eine durchaus beachtenswerte Ergänzung zu den im Barthschen Verlag erschienenen Werken Boltzmanns bilden. Dem Referenten will es scheinen, daß es besser gewesen wäre, den ersten und dritten Teil des Buches als (bearbeitete) Vorlesungen Boltzmanns herauszugeben und den zweiten Teil unter Beziehung darauf getrennt als geodätisches Werk zu verlegen. Davon hat der Autor offenbar das Bestreben abgehalten, die Theorie der Bestimmung der Figur der Erde in didaktisch möglichst vollkommener Form im Zusammenhang mit allen nötigen Grundlagen aus einem Gusse darzustellen. Für die Leser dieser Zeitschrift hat vorwiegend der potentialtheoretische Inhalt Interesse, und dazu sei folgendes bemerkt. Potentialtheorie studiert der Physiker meist in seinen ersten theoretisch-physikalischen Semestern, also zu einer Zeit, in der er erfahrungsgemäß stärker als später das Bedürfnis empfindet von dem anschaulichen Inhalte mathematischer Idealisierung Rechenschaft zu erhalten. In diesem Stadium ist ihm auch eine ausführlichere, Zwischenrechnungen nicht überspringende Darstellung naturgemäß erwünscht. Die hier vorliegende Bearbeitung des Stoffes

ist in dieser Beziehung als hervorragend gut zu bezeichnen. Ohne „breit" zu sein, werden die originellen Darstellungen Boltzmanns in einer seltenen Klarheit und Lauterkeit vorgeführt. Auch die Textfiguren sind vorzüglich. Dabei soll aber nicht etwa gesagt sein, daß das Buch nur für Anfänger bestimmt wäre — gerade der mit dem Stoff Vertraute wird manches Anziehende finden. So die Ableitung der Laplaceschen Gleichung im dritten Kapitel und Boltzmanns Beweis des Dirichletschen Prinzips in Kap. VIII und die am Schluß der ersten Abteilung zu findende Behandlung des „Laplaceschen Sphäroids". — Der Inhalt der die „höhere Geodäsie" behandelnden zweiten Abteilung gliedert sich folgendermaßen: Grundzüge der klassischen mechanischen Theorie der Gestalt der Erde, Geodätische Fundamentalbestimmungen, Die wahre oder mathematische Figur der Erde: das Geoid (die Brunsschen Arbeiten werden hier eingehend gewürdigt), Die Bestimmung der Schwerkraft durch Pendelbeobachtungen und des aus den Schweremessungen resultierenden Wertes der Abplattung der Erde. Schlußresumee zur Bestimmung der mathematischen Figur der Erde. — Der „Anhang" über den „Potentialbegriff in der theoretischen Physik" handelt von dem „elastischen Potential" und dem hydrodynamischen oder Geschwindigkeits-Potential mit Anwendungen". Bei der Bearbeitung sind Vorlesungsnachschriften des Herausgebers sowie nachgelassene Aufzeichnungen Boltzmanns benutzt worden. Zuerst werden „Die allgemeinen Grundlagen und Fundamentalgleichungen der Mechanik elastisch fester Körper (Elastizitätstheorie), das elastische Potential, Anwendungen" gegeben. Hervorzuheben ist die ausgezeichnete Entwicklung der Grundlagen, die dem Bemühen des Autors, die lichtvolle Art Boltzmannscher Ableitungen zu wahren, alle Ehre macht. Beachtung dürfte speziell auch § 92 verdienen: „Gültigkeitsnachweis des Prinzips der lebendigen Kraft für die elastische Energie" und „Verwendung des elastischen Potentials zum Gültigkeitsnachweis des Hamiltonschen Prinzips für einen elastischen Körper". Der folgende Abschnitt behandelt: „Die verschiedenen Formen der Fundamentalgleichungen der Hydrodynamik. Das Geschwindigkeitspotential". Sowohl die allgemeinen Grundlagen als die Herleitung und Anwendungen des Geschwindigkeitspotentials wird man besonders bei vektoranalytischen Vergleichsgedanken mit Vergnügen lesen! Auch die Behandlung der Wellenbewegungen ist gut. Hinweisen will ich auch auf die in § 100 vorliegende Behandlung der Wirbelbewegungen.

Der Physiker, der sich für Boltzmannsche Darstellungen interessiert, sei jedenfalls nachdrücklich auf vorliegendes Werk aufmerksam gemacht.

H. Hörig.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Professor für Mathematik und Mechanik an der Bergakademie in Clausthal Dr. Hans Mohrmann zum ord. Professor der Geometrie an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Privatdozent an der Universität München und Direktor der meteorologischen Zentralstation daselbst Dr. August Schmauß zum ord. Honorarprofessor für Physik der Atmosphäre, speziell Meteorologie und Klimatologie an derselben Hochschule, der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Adolf Bestelmeyer zum a.o. Professor der Physik an der Universität Greifswald, der a.o. Professor an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Becker zum a.o. Honorarprofessor für chemisch-technische Warenkunde ebendaselbst.

Verliehen: Dem Privatdozenten der Physik und Astronomie an der Universität Bonn Dr. Leonhard Grebe, sowie den Privatdozenten für Chemie an der Universität München Dr. Rudolf Pummerer und Dr. Kurt Meyer und dem wissenschaftlichen Mitarbeiter am Chemischen Staatslaboratorium in München Dr. Artur Stoll der Titel Professor, dem ord. Professor der Mathematik an der deutschen Universität Prag Dr. Georg Pick, dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Lemberg Dr. Josef Kniaz v. Kozielsko-Puzyna, dem ord. Professor für allgemeine und technische Mechanik an der Technischen Hochschule Graz Dr. Ferdinand Wittenbauer und dem ord. Professor für Elektrotechnik an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Karl Zickler der Titel Hofrat.

Gestorben: Der Professor für chemisch-technische Untersuchungen an der Hochschule für Bodenkultur Dr. Josef Schmidt, der frühere ord. Professor der Ophthalmologie an der Universität Dorpat und Farbenforscher Wirkl. Geh. Staatsrat Dr. Eduard Raehlmann, der ord. Professor der Physik an der Universität Krakau und gegenwärtige Rektor derselben Dr. Maryam Smoluchowski, der Schriftleiter der Deutschen Färberzeitung Chemiker Dr. Adolf Kielmeyer in Leipzig, der Vizepräsident und Ehrensekretär der Chemists Association Charles Frederick Carr aus Nottingham (in Frankreich gefallen).

Angebote.

In unserem **Werk Oppau** ist eine

Physiker-Stelle

zu besetzen. Promovierte Herren wollen ihre Bewerbungen unter Beilage von Zeugnisabschriften und ausführlichem Lebenslauf sowie Aufgabe von Referenzen bei uns einreichen.

Badische Anilin- und Soda-Fabrik, Ludwigshafen a. Rhein.

Das **Militärversuchsamt Berlin, Postamt Plötzensee** sucht zum baldigen Eintritt einen

Physiker

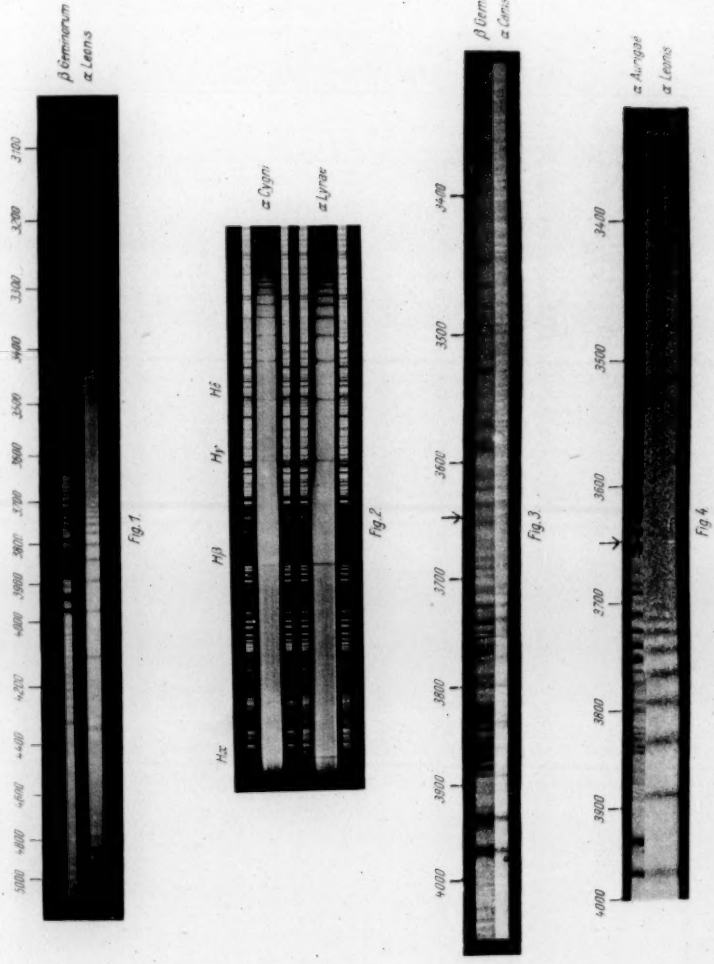
mit abgeschlossener Hochschulbildung und Laboratoriumserfahrung, der für die Dauer des Krieges mit der Stelle eines oberen Militärbeamten auf Widerruf beliehen werden soll. Es kommen nur nicht kriegsverwendungsfähige Bewerber in Betracht.

Gesuche.

Dr. phil.,

der Math. und Phys. studierte, in Phys. prom., sucht als **Physiker** Stelle an einem größeren Werke, wenn mögl. Lebensstellung. Angebote unter **S. H. 502** an die Geschäftsstelle der Physikalischen Zeitschrift, Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Geh. Regierungsrat Prof. Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



J. Hartmann, Ein ausgedehntes Absorptionsgebiet im Spektrum der Wasserstoffsterne.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

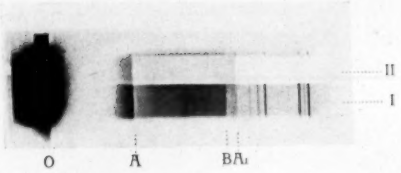


Fig. 11.

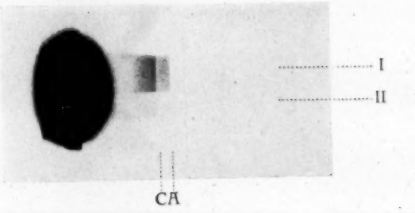


Fig. 12a.

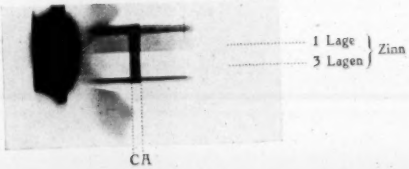


Fig. 12b.

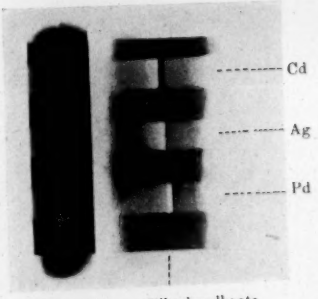


Fig. 13.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.